



TITLE:

原子炉の空間依存炉心動特性の解析研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

吉川, 栄和

CITATION:

吉川, 栄和. 原子炉の空間依存炉心動特性の解析研究. 京都大学, 1971, 工学博士

ISSUE DATE:

1971-07-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k1123>

RIGHT:

原子炉の空間依存炉心動特性の解析研究

1971年2月

吉川栄和

原子炉の空間依存炉心動特性の解析研究

1 9 7 1 年 2 月

吉 川 栄 和

目 次

緒 言	1
第1章 原子炉炉心動特性解析の基礎理論	3
1. 序論	3
2. 核動特性の解析法	3
3. 熱・流体力学動特性の解析法	21
4. 内部フィードバック効果	25
5. 結論	26
第2章 原子炉群拡散方程式の固有値問題とその近似 解析法	27
1. 序論	27
2. 原子炉群拡散方程式の固有値問題	27
3. 差分法による高次モードの計算法	29
4. モード展開法による固有値問題の近似計算法	31
5. 数値計算例	36
6. 結論	48
第3章 変形ヘルムホルツモード展開法による原子炉 少数群拡散方程式の近似解析法	51
1. 序論	51
2. 通常のヘルムホルツモード展開法 (C.E.法)	51
3. 変形ヘルムホルツモード展開法 (M.E.法)	53
4. C.E.法とM.E.法の数値比較	56
5. 変形ヘルムホルツモード展開法の二次元空間 依存原子炉動特性解析への応用	57
6. M.E.法による内部フィードバック効果を考慮 した空間依存原子炉出力脱走動特性の解析	65

7. 空間依存非線形出力脱走の計算例	71
8 直接法との数値解の比較	72
9. 結論	78

第4章 ナトリウム冷却高速炉の空間依存炉心動特性

の解析研究	79
1. 序論	79
2. 高速炉の空間依存炉心動特性の近似解析法と SPEC-FRコード	80
3 高速炉炉心動特性のハイブリッドシミュレーション	94
4. 高速実験炉(JFER)の数値計算(内部フィードバックなし)	106
5. 高速原型炉仮想体系の数値計算(ナトリウム ボイドフィードバック効果)	116
6. ハイブリッドシミュレーションによる高速原型炉仮想体系の数値計算(ドップラーフィードバック)	134
7. 結論	141

結 言	143
-----	-----

謝 辞	144
-----	-----

参考文献	145
------	-----

付 録

A 行列の固有値問題の数値解法	148
B. EIH E L - 1 コード	152
C. EIH E L - 2 コード	156
D. SP E X - 1 コード	161
E. SP E X - 2 コード	176
F. SP E C - FR コード	185

緒言

有史以来 科学技術の進展に伴い、世界はますます多角的な高度文明社会へと拡大し止まるを知らない。このような進歩の駆動力としてのエネルギー資源の確保は、将来の重要な問題である。そして、エネルギー需要の増大への対処は 石炭 石油等の化石燃料の比較的短期に予測される枯渇、および最近の公害問題に起因する火力発電プラント建設の頭打ちにより、熱中性子炉形原子力発電所の新設およびそのプラントの大型化へと、原子力発電が急速に電源開発の主力となりつつある。そして、天然ウラン資源の有効利用を目標とする新型炉の開発が世界各国で急がれている。さらに原子炉から取出されるエネルギーを単に電力として利用するに止まらず、その発生熱エネルギーの、製鉄、化学工業、海水脱塩等を統合した原子力コンビナートとしての多角的利用への関心が、高温ガス炉の開発を契機として高まってきている。

以上の趨勢は今後ますます隆盛となるが、そのためには原子力そのものに内在する種々の危険性の、十分な制御、抑圧、排除を保障する安全性に関する技術の確立が肝要である。特に、原子力プラントの安全設計上、動力炉の炉心動特性の詳細な解析方法の研究は、原子力プラントの安全性、信頼性を支える重要な基礎となる。

筆者の研究の目的は、原子炉の安全設計に関連し、原子炉内部の固有のフィードバック機構を考慮し、原子炉に何らかの原因で局所的な外乱が加わった場合の炉心の出力脱走動特性を、空間 エネルギー依存性を考慮し、高精度かつ良好な経済性で数値解析する手段の確立である。この問題は数学的には多次元連立非線形偏微分方程式の近似的な数値解析法の研究である。なお、実際の数値計算はデジタル型電子計算機およびハイブリッド計算機により行なわれ、数値解法の、デジタル計算機用の計算コード化およびハイブリッドシミュレーションへの研究も同時に行なっている。

本論文では、まず核動特性解析の多群拡散方程式の固有値問題の、多

領域原子炉に対する近似解の数値計算法を提唱し、その固有値問題の解の性質を検討している。また、時間依存多群拡散方程式と、原子炉の内部フィードバック効果による非線形性を考慮し、空間および時間依存の各群中性子束を近似解析する、モード展開法の新しい手法を提唱し、時間的に非常に速い空間依存非線形核的出力脱走動特性、および時間的にも比較的緩やかな核・熱・流体力学結合出力脱走動特性の近似解析に用いてその有効性を示している。

本研究の内容は、次の4章に分けられる。

第1章では、原子炉炉心動特性解析の基礎理論を述べる。核動特性、熱・流体力学動特性解析の基礎式と近似解法について概観し、筆者の研究に関連づけながらその位置づけを行なっている。また、筆者の用いた原子炉の内部フィードバックモデルの説明を行なう。

第2章では、多群拡散方程式の種々の固有値問題とその近似解法について述べる。従来の解法と、筆者の提唱したモード法による近似計算法の比較を行ない、その簡便さを示している。また、多領域原子炉の動的固有値問題の一般的性質について述べる。

第3章では、筆者の提唱した変形ヘルムホルツモード展開法による少数群拡散方程式の近似解法を述べる。通常のヘルムホルツモード展開法に対し、筆者の手法の収束性の改善を数値例により示している。また、空間的に2次元問題への拡張、内部フィードバック効果を考慮した非線形核的出力脱走問題への応用と計算コード化、有限差分法との精度の比較について、若干の数値例と共に述べる。

第4章では、ナトリウム冷却高速炉の空間依存出力脱走炉心動特性の近似解析法を述べる。変形ヘルムホルツモード展開法を応用した核的動特性の準静的近似による解析と、有限差分法による単流路に対する熱・流体力学動特性解析の結合と、その計算コード化を行なっている。また、この計算コードによる若干の数値例について述べる。ハイブリッドシミュレーションによる高速炉の炉心動特性解析についても若干の数値例と検討を行なっている。

第1章 原子炉炉心動特性解析の基礎理論

1 序論

原子炉の炉心動特性解析は 原子炉の設計、制御 運転の上から重要である。炉心動特性の解析は 通常 原子炉内での中性子の振舞を記述する核動特性解析と、核分裂による生成熱の移動 除熱を記述する熱 流体力学動特性解析を含む。この両者の解析は 熱の移動に伴い媒質の形状および物理的性質が変化することにより相互に関連しあい、その詳細な数学的モデルは、多次元連立非線形偏微分方程式となるので解析の困難な問題である。したがって 実際には対象の性質に応じ種々の近似を行ない、モデルを単純化した上で数値解を求めることになる。この章では炉心動特性解析の基礎理論の一般的説明を行ない 本研究との関連を明らかにして、その位置づけを行なうものである。すなわち 2. に核動特性の解析法、3 に熱 流体力学動特性の解析法、4. に内部フィードバック効果、5. に結論を述べる。

2 核動特性の解析法

2-1. 基礎方程式

原子炉内での中性子束 $\phi(r, E, \Omega, t)$ は空間 r , エネルギー E , 方向ベクトル Ω , 時間 t の関数となり、厳密には次のボルツマン方程式を満たす。

$$\begin{aligned} -\Omega \cdot \nabla \phi(r, E, \Omega, t) - \Sigma_t(r, E, t) \phi(r, E, \Omega, t) &+ \int_E^\infty dE' \int_{\Omega'} d\Omega' \left[\Sigma_{es}(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega, t) + \Sigma_{in}(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega, t) \right] \phi(r, E', \Omega', t) \\ + \chi_f(E) \int_0^\infty dE' \int_{\Omega'} d\Omega' \left[\nu \Sigma_f(r, E') / 4\pi \right] \phi(r, E', \Omega', t) &= \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, E, \Omega, t) \quad (1-1) \end{aligned}$$

ただし Σ_t : 全断面積
 Σ_{es} : 弾性散乱断面積
 Σ_{in} : 非弾性散乱断面積
 $\nu \Sigma_f$: 1核分裂当りの中性子発生数と核分裂断面積の積
 χ_p : 核分裂による発生中性子のエネルギースペクトル
 v : 中性子速度

しかし 以下の近似解析の基礎方程式として (1-1) 式の P_0 近似より導出される拡散方程式を用いる。また 遅発中性子先行核は d 組の異った形式を仮定する。

空間 \mathbf{r} , エネルギー E , 時間 t に関する中性子束 $\phi(\mathbf{r}, E, t)$ に対し

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot D(\mathbf{r}, E, t) \nabla \phi(\mathbf{r}, E, t) - \Sigma_t(\mathbf{r}, E, t) \phi(\mathbf{r}, E, t) \\ & + \int_E^\infty \left[\Sigma_{es}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, t) + \Sigma_{in}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, t) \right] \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' \\ & + \chi_p(E) (1 - \beta) \int_0^\infty \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E'; t) \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' \\ & + \sum_{i=1}^d \chi_{\lambda}^i(E) \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, E, t), \quad (1-2) \end{aligned}$$

第 i 組の遅発中性子先行核濃度 $C_i(\mathbf{r}, t)$ に対し

$$\begin{aligned} & \beta_i \int_0^E \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E', t) \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' - \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \\ & = \frac{\partial}{\partial t} C_i(\mathbf{r}, t), \quad (i=1, \dots, d), \quad (1-3) \end{aligned}$$

なる釣合いの式が成立つ。さらに (1-2), (1-3) 式においてエネルギー方向に組分け拡散近似を行なうと, (1-2), (1-3) 式に対応して (1-4), (1-5) 式を得る。ただし, エネルギーの高い順に番号 g を 1 から G まで組分けする。

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot D_g(\mathbf{r}, t) \nabla \phi_g(\mathbf{r}, t) - \Sigma_g^T(\mathbf{r}, t) \phi_g(\mathbf{r}, t) \\ & + (1 - \beta) \chi_p^g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f(\mathbf{r}, t) \phi_{g'}(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^d \chi_{g,\lambda}^i \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \\ & + \sum_{g' < g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^s(\mathbf{r}, t) \phi_{g'}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g(\mathbf{r}, t), \quad (g=1, \dots, G) \quad (1-4) \end{aligned}$$

$$\beta_i \sum_{g=1}^G \nu \Sigma_{g'}^+ (R, t) \phi_{g'}(R, t) - \lambda_i C_i(R, t) = \frac{\partial}{\partial t} C_i(R, t), \quad (i = 1, \dots, d), \quad (1-5)$$

以上の式に用いた記号は次の意味を有する。

- ϕ_g : 第 g エネルギー群の中性子束
- D_g : 同様に拡散係数
- Σ_g^T : 同様に全断面積
- $\nu \Sigma_g^+$: 同様に 1 核分裂当りの発生中性子数と核分裂断面積の積
- $\Sigma_{g' \rightarrow g}^s$: 第 g' 群から第 g 群への散乱断面積
- v^g : 第 g 群での平均中性子速度
- χ_g^p : 即発中性子の第 g 群への生成の割合 $\sum_{g=1}^G \chi_g^p = 1$
- $\chi_{g,i}^d$: 第 i 組遅発中性子の第 g 群への生成の割合 $\sum_{g=1}^G \chi_{g,i}^d = 1$
- β_i : 第 i 組遅発中性子の放出の割合 $\sum_{i=1}^d \beta_i = \beta$
- λ_i : 第 i 組遅発中性子先行核の崩壊常数。

以下の近似解法の記述では、(1-2), (1-3) 式あるいは (1-4), (1-5) 式を基礎方程式として用いる。

2-2 直接法

直接法は独立変数 R, t の両者あるいはいずれか一方を有限差分近似して、(1-4), (1-5) 式を連立代数方程式あるいは常微分方程式に変換して数値解析する方法である。空間 R , 時間 t 共に有限差分近似する DSDT 法 (discrete space discrete time method) と、空間方向を有限差分近似、時間方向には連続に解く DSC T 法 (discrete space continuous time method) とがある。

(1) DSDT 法 空間的に一次元あるいは二次元の近似を行なった少数群拡散方程式を有限差分近似し数値解析を行なう。この方法は、近似解の誤差が解析的に評価できる。拡散方程式の拡散作用素は差分近似により作用素行列 A となり、各群各メッシュの中性子束および遅発中性子の

作るベクトルを $\bar{\psi}$ とすると解くべき方程式は、

$$\frac{d\bar{\psi}}{dt} = A \cdot \bar{\psi} \quad (1-6)$$

となる。時刻 t_j から t_{j+1} までの時間 Δt の間で A が不変とすれば、 t_{j+1} における $\bar{\psi}^{j+1}$ は、

$$\bar{\psi}^{j+1} = e^{A\Delta t} \bar{\psi}^j \quad (1-7)$$

により与えられるが、 $e^{A\Delta t}$ なる作用素の近似解法としてインプリシット法および指数関数変換法の二つがある。

(i) インプリシット法 (implicit method) 行列 A を、二つの行列の和 $A_1 + A_2$ に分解し、(1-6) 式を次式のように近似する。

$$(\bar{\psi}^{j+1} - \bar{\psi}^j) / \Delta t = A_1 \bar{\psi}^{j+1} + A_2 \bar{\psi}^j$$

したがって、 $\bar{\psi}^{j+1}$ は

$$\bar{\psi}^{j+1} = (I - \Delta t A_1)^{-1} (I + \Delta t A_2) \bar{\psi}^j \quad (1-8)$$

により求められる。ただし、 I は単位行列である。誤差 E は Δt^2 の程度 ($O(\Delta t^2)$) であるが、 $A_1 = A_2 = A/2$ とすると最小誤差となり $O(\Delta t^3)$ と表わされる。一次元問題では (1-8) 式における逆行列の計算は比較的容易であるが、二次元以上では反復計算が必要となる。一般にインプリシット法は計算時間が長くなる。一次元拡散コード $WIGLE^{(1)}$ や二次元拡散コード $TWIGLE^{(2)}$ はインプリシット法の例である。

(ii) 指数関数変換法 (exponential transformation method) この方法は(i)のように複雑な逆行列の計算の手間を省いて誤差の減少をはかるために解を、

$$\psi(t) = e^{\Omega t} \theta(t) \quad (1-9)$$

の形に分解する。ただし、周波数行列 Ω は対角行列である。(1-9)式を(1-6)式に代入し、

$$\frac{d}{dt} \theta(t) = e^{-\Omega t} (A - \Omega) e^{\Omega t} \theta \quad (1-10)$$

となる。(1-9)式の変換により Ω が各点での解の時間的変動の逆時定数の十分な近似であるならば、 $\theta(t)$ の値は1の近傍の緩やかな変動として与えられる。したがって(1-10)式において θ の微分は低次の差分で十分である。周波数行列 Ω は先行時間メッシュから予測したり、あるいは数個の時間メッシュの値から予測および修正の反復により求める。この方法に基づいて作成された拡散コードは一次元問題ではGAKIN⁽²⁾、二次元問題ではLUMAC⁽⁴⁾、MITKIN⁽⁵⁾、STKADI⁽⁶⁾がある。いずれも誤差は $O(h^2)$ であり、誤差の改善は Ω と A の基本固有値に十分等しくすることにより達成される。

以上のDSDT法の特色は、(1)高精度解が得られること、(2)誤差評価が可能であること、(3)計算時間が莫大であること の三点に要約される。

(2)DSC T法 少数群拡散方程式を時間方向に連続、空間方向に差分近似することにより、各空間メッシュにおける中性子束は連立常微分方程式を解いて求められる。常微分方程式の求解はアナログ計算機に適しているが、原子炉方程式の場合連立次元数が大きく また時定数の変化も絶対値小から極端に大きい値へとその変化が大で したがってアナログ容量およびスケール変換の要求よりアナログ計算機のみでの求解は困難である。この欠点を克服するためすべての連立式を並列に解く代りに、少数の連立式を直列化して反復により解く方法、および初期値、係数の自動設定、スケール変換のデジタル計算機による指示など、デジタル計算機の機能を生かし アナログ計算機による積分の高速性の特長を保持した 経済的な自動演算を遂行するハイブリッド計算システムの利用が試みられている⁽⁷⁾。ハイブリッド方式によるDSC T法の特色は、(1)解の精度は主にアナログ演算器の精度に制限されること、(2)計算時間はアナログ計算機による積分のため改善されること、の2点である。

2-3. 分解法⁽⁸⁾

分解法は 一点近似動特性方程式の定式化の延長にある。一点近似式は基礎式 (1-2), (1-3) 式において中性子束, 遅発中性子先行核濃度分布が、空間、エネルギー 時間方向に変数分離され 中性子束と遅発中性子先行核の空間分布が等しいとし、かつ 即発中性子と遅発中性子の発生のエネルギースペクトルが等しいと仮定するとき 時間成分に関し厳密に成立つ方程式である。また 一点近似式における反応度 ρ , 平均寿命 Λ 等は核動特性を理解する上で重要なパラメータである。分解法は 従来の一点近似式概念を生かし、かつ、中性子束の空間、エネルギー分布の変動による影響を考慮して一点近似式の近似度を向上させる方法である。すなわち 中性子束 $\phi(r, E, t)$ を次のように振巾関数 $\phi(t)$ と形状関数 $\psi(r, E, t)$ に分解する

$$\phi(r, E, t) = \phi(t) \psi(r, E, t) \quad (1-11)$$

ただし $\phi(t)$ は中性子束の全体としての時間的变化を表わし、 $\psi(r, E, t)$ は空間、エネルギー分布の比較的緩やかな時間的変動を表わすように分解を行なう。(1-11)式の分解のための正規化条件として ここでは Henry に従って、⁽⁹⁾ 次式を用いる

$$\frac{d}{dt} \int_V \int_E \frac{\psi^*(r, E, 0) \psi(r, E, t)}{v} dr dE = 0 \quad (1-12)$$

ただし $\psi^*(r, E, 0)$ は定常状態における随伴方程式の解である。(1-11)式の分解により基礎方程式 (1-2), (1-3) 式は振巾 $\phi(t)$ に関する方程式および分布形状 $\psi(r, E, t)$ に関する方程式に分離される。この二つの式は互いに結合しているが、 $\psi(r, E, t)$ の方程式は $\phi(t)$ に対する依存が弱く、 $\psi(r, E, t)$ の計算の頻度を少なくするのが分解法の特長である。

(1-3)式を(1-2)式に代入し整理した式に、(1-11)式を代入し、両辺に $\psi^*(r, E, 0)$ をかけて体積積分し、(1-12)式の関係を用いることにより、振巾 $\phi(t)$ に関し次の一点近似式と同形の式を得る。

$$\frac{d}{dt} \phi(t) = \frac{[\rho(t) - \beta]}{\Lambda(t)} \phi(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \quad (1-13)$$

ただし、

$$F(t) = \int_{\mathbb{R}^3} \int_E \chi_p(E) \left[\int_0^\infty \Sigma_f(\mathbb{R}, E') \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' \right] \psi^*(\mathbb{R}, E, 0) d\mathbb{R} dE,$$

$$F_i(t) = \int_{\mathbb{R}^3} \int_E \chi_{a,i}(E) \left[\int_0^\infty \Sigma_f(\mathbb{R}, E') \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' \right] \psi^*(\mathbb{R}, E, 0) d\mathbb{R} dE,$$

$$\Lambda(t) = \frac{1}{F(t)} \int_{\mathbb{R}^3} \int_E \psi^*(\mathbb{R}, E, 0) \frac{1}{v} \psi(\mathbb{R}, E, t) d\mathbb{R} dE,$$

$$\Lambda_i(t) = \frac{1}{F_i(t)} \int_{\mathbb{R}^3} \int_E \psi^*(\mathbb{R}, E, 0) \frac{1}{v} \psi(\mathbb{R}, E, t) d\mathbb{R} dE,$$

$$\begin{aligned} \rho(t) = & \frac{1}{F(t)} \int_{\mathbb{R}^3} \int_E \psi^*(\mathbb{R}, E, 0) \left[\nabla \cdot D(\mathbb{R}, E, t) \nabla \psi(\mathbb{R}, E, t) \right. \\ & - \Sigma_t(\mathbb{R}, E, t) \psi(\mathbb{R}, E, t) + \int_E^\infty \left[\Sigma_{es}(\mathbb{R}, E' \rightarrow E, t) + \Sigma_{in}(\mathbb{R}, E' \rightarrow E, t) \right] \\ & \left. \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' + \chi_p(E) \int_0^\infty \Sigma_f(\mathbb{R}, E') \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' \right] d\mathbb{R} dE, \end{aligned}$$

$$C_i(t) = \beta_i \int_{-\infty}^t \frac{\phi(t')}{\Lambda_i(t')} e^{-\lambda_i(t-t')} dt'$$

一方、分布形状関数 $\psi(\mathbb{R}, E, t)$ に関する方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot D(\mathbb{R}, E, t) \nabla \psi(\mathbb{R}, E, t) - \Sigma_t(\mathbb{R}, E, t) \psi(\mathbb{R}, E, t) \\ & + \int_E^\infty \left[\Sigma_{es}(\mathbb{R}, E' \rightarrow E, t) + \Sigma_{in}(\mathbb{R}, E' \rightarrow E, t) \right] \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' \\ & + (1-\beta) \chi_p(E) \int_0^\infty \Sigma_f(\mathbb{R}, E', t) \psi(\mathbb{R}, E', t) dE' \\ & + S_a[\phi(t') \cdot \psi(\mathbb{R}, E, t')] / \phi(t) \\ & = \frac{1}{v} \left\{ \frac{d\phi}{dt} \cdot \frac{\psi(\mathbb{R}, E, t)}{\phi} + \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbb{R}, E, t) \right\} \quad (1-14) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} & S_a[\phi(t') \cdot \psi(\mathbb{R}, E, t')] \\ & = \sum_i \lambda_i \beta_i \chi_{a,i}(E) \int_{-\infty}^t \phi(t') e^{-\lambda_i(t-t')} \left[\int_0^\infty \Sigma_f(\mathbb{R}, E', t') \psi(\mathbb{R}, E', t') dE' \right] dt'. \end{aligned}$$

(1-13)式と(1-14)式の結合は、(1) (1-14)式における遅発中性子発生項 S_d に過去の $\phi(t)$ が含まれること (2) (1-14)式に $\frac{d\phi}{dt}/\phi$ が含まれること、(3) 炉常数は時間依存であり、内部フィードバックにより中性子束の関数となること、の三点により生じる。以上の式には近似は用いられていないが、分解法が有効となるのは分布形状関数 $\psi(r, E, t)$ の時間依存性が振巾関数 ϕ の時間依存性に比し、重要でないという仮定により、複雑な形状関数の計算回数を減らすことのできる点にある。すなわち形状関数 $\psi(r, E, t)$ は形状変化の早いときには小刻みに求め、殆んど形状変化の見られぬときには計算の頻度を少なくする。したがって(1-13)式をアナログ計算機にもたせ、(1-14)式をデジタル計算機で計算するハイブリッド計算方式を用いれば、DSC T法によるハイブリッド方式よりは計算が有効になるものと思われる。以下には形状関数 $\psi(r, E, t)$ の近似度の高い順に近似解法を述べる。

(i) 改良準静的近似 (improved quasistatic approximation)

ψ の時間微分 $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ を後進差分 $(\psi(r, E, t) - \psi(r, E, t - \Delta t))/\Delta t$ に置換え、 $\frac{d\phi}{dt}/\phi$ を(1-13)式を解いて $t = t$ の値を求め用いる。また、 S_d の項も考慮する。

(ii) 準静的近似 (quasistatic approximation) $\frac{\partial \psi}{\partial t} \sim 0$ とする以外は(i)と同等の近似である。(i), (ii)ともに直接法と同程度の精度が得られる。

(iii) 断熱近似 (adiabatic approximation) 遅発中性子と即発中性子の生成スペクトルを等しいとし、遅発中性子発生時の時間遅れを無視する。 $\phi(t)$ および $\psi(r, E, t)$ の微分を無視し、形状関数 $\psi(r, E, t)$ は定常の固有値問題の解を用いる。(1-13), (1-14)式の結合は内部フィードバックのみにより生じる。この近似は早い過渡状態での精度は(i), (ii)に比して悪いが、計算の労力は簡単化される。

(iv) 予め求めた形状関数を用いた断熱近似 (iii)における内部フィードバックによる結合も無視し、過渡状態における形状関数 $\psi(r, E, t)$ を前もって適当な時点をとって求めておき、(1-13)式に用いる積分パラメタを計算しておく。したがって時間方向にはこの積分パラメタを用いて振巾の式(1-13)を計算するだけでよい。予め定められたプログラムに沿った過渡計算に直している。

2-4. モード法

(a) 一般論

原子炉方程式のような多変数となる基礎方程式の近似解法の一つにモード展開法がある。この方法は従属変数を既知の関数の線形和で近似し、この近似解が基礎方程式を荷重積分の意味で満たすように展開係数を決定する方法である。まず一般的なモード展開法を考察する。

一般的に n 個の独立変数 (x_1, x_2, \dots, x_n) の線形非斉次方程式を、

$$H(x_1, \dots, x_n) \phi(x_1, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (1-15)$$

で表わす。ただし、 H は線形作用素、 ϕ は解、 f は非斉次項を表わす。解 ϕ は既知の関数 $\{\psi_i(x_1)\}$ で展開される。

$$\phi(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) \quad (1-16)$$

ただし、 ρ_i は展開係数を表わす。また x_1 は複数個の独立変数あるいはすべての独立変数であってもよい。

(1-16) 式を (1-15) 式に代入し 任意の荷重作用素 $d_j(x_1, \dots, x_n)$ をかけて x_1 について積分することにより展開係数 ρ_i に対し 次の作用素行列方程式を得る。

$$H(x_2, \dots, x_n) \mathcal{P}(x_2, \dots, x_n) - \mathcal{F}(x_2, \dots, x_n) = 0 \quad (1-17)$$

$$\text{ただし、} H^{ji}(x_2, \dots, x_n) \equiv \int dx_1 d_j(x_1, \dots, x_n) H(x_1, \dots, x_n) \psi_i(x_1)$$

$$f^j(x_2, \dots, x_n) \equiv \int dx_1 d_j(x_1, \dots, x_n) f(x_1, \dots, x_n)$$

$$\mathcal{P} = \text{col.} (\rho_i(x_2, \dots, x_n))$$

(1-17) 式を解いて得た (1-16) 式の解が (1-15) 式を厳密に満たすのはモード $\{\psi_i(x_1)\}$ が一次独立な完全系をなし、荷重作用素がモード $\{\psi_i(x)\}$ に陪直交性を有する場合である。すなわち、Dirac の記号を用いれば、⁽¹¹⁾

$$\sum_{i=1}^N |\psi_i(x_1)\rangle \langle \phi_i(x'_1)| \equiv 1 \quad (1-18)$$

$$\langle \phi_j(x_1) | \psi_i(x_1) \rangle = \delta_{ij} \quad (1-19)$$

なる関係を有する場合である。(1-18), (1-19) 式を (1-15) 式に代入すれば 次の厳密な式が得られる。

$$\begin{aligned} & \sum_{i,j=1}^N |\psi_i(x_1)\rangle \langle \phi_i(x'_1)| H(x'_1, \dots, x_n) |\psi_j(x'_1)\rangle \langle \phi_j(x''_1)| \phi(x''_1, \dots, x_n) \rangle \\ & - \sum_{i=1}^N |\psi_i(x_1)\rangle \langle \phi_i(x'_1)| f(x'_1, \dots, x_n) \rangle = 0 \end{aligned} \quad (1-20)$$

(1-20) 式は、 $|\psi_i(x_1)\rangle$ の一次独立性より次の N 元連立方程式となる。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \langle \phi_i(x'_1) | H(x'_1, \dots, x_n) | \psi_j(x'_1) \rangle \langle \phi_j(x''_1) | \phi(x''_1, \dots, x_n) \rangle \\ & - \langle \phi_i(x'_1) | f(x'_1, \dots, x_n) \rangle = 0, \quad (i=1, \dots, N) \end{aligned} \quad (1-21)$$

(1-21) 式において $\langle \phi_j | \phi \rangle = \delta_j$ とすれば、これは (1-17) 式と形式的に一致する。

以上は、モード展開法の厳密性の議論であるが、モード展開法の実際の応用の目的は、(1-15) 式の近似解を得ることであり、実用的観点からは近似解に対しどのような荷重 ϕ_i が適当かという問題となる。Stacey⁹⁾ は上述の観点に立って近似解の評価方法として以下の場合について最適荷重 ϕ_i を解析的に求めている。⁽¹⁰⁾

(1) システム方程式の自乗積分誤差最小化

(1-15) 式の正解 ϕ は、誤差 $\delta\phi$ を用いて次のように示される。

$$\phi(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \phi_i(x_2, \dots, x_n) + \delta\phi(x_1, \dots, x_n) \quad (1-22)$$

解の誤差 $\delta\phi$ によるシステム方程式の誤差は $H\delta\phi$ であるので、

$$J = \int dx_n \cdots \int dx_1 |H\delta\phi| \quad (1-23)$$

の最小化を行えばよい。(1-22)式の $\delta\phi$ を(1-23)式に代入し ρ_i の偏移 $\delta\rho_i$ に対する J の第一変分を零にする条件から、次の N 個の連立式を得る。

$$\int dx_1 \psi_j(x_1) H^*(x_1, \dots, x_n) \left[H(x_1, \dots, x_n) \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_n) \right] = 0 \quad (j = 1, \dots, N), \quad (1-24)$$

(1-24)式と(1-17)式の比較より(1-23)式を最小化する荷重作用素 ϕ_j は、

$$\phi_j(x_1, \dots, x_n) = \psi_j(x_1) H^*(x_1, \dots, x_n) \quad (1-25)$$

で与えられる。ただし、 H^* は H の随伴作用素であり次の関係を有する。

$$\begin{aligned} & \int dx_n \cdots \int dx_1 u(x_1, \dots, x_n) H(x_1, \dots, x_n) \phi(x_1, \dots, x_n) \\ & \equiv \int dx_n \cdots \int dx_1 \phi(x_1, \dots, x_n) H^*(x_1, \dots, x_n) u(x_1, \dots, x_n) \end{aligned} \quad (1-26)$$

(2) 物理的パラメタの積分量の誤差を零にする

$H\delta\phi$ は見掛け上、非同次中性子源となる。 $G_a(x_1, \dots, x_n)$ を (x_1, \dots, x_n) における単位中性子源の、ある物理的パラメタへの効果を表わす核とすると、次式は、 G_a に対する物理的パラメタの誤差 $\delta\phi$ による効果を零にする。

$$\int dx_1 G_a(x_1, \dots, x_n) H(x_1, \dots, x_n) \delta\phi(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (1-27)$$

すなわち、(1-27)式は物理的パラメタが正しく求められていることを示す。物理的パラメタ A が次のような積分形で与えられるとき、すなわち、

$$A = \int dx_n \cdots \int dx_1 \Sigma_a(x_1, \dots, x_n) \phi(x_1, \dots, x_n) \quad (1-28)$$

核 G_a は次式を解くことにより求められる。

$$H^*(x_1, \dots, x_n) G_a(x_1, \dots, x_n) - \sum_a(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (1-29)$$

(1-22) 式を (1-27) 式に代入すれば,

$$\int dx_1 G_a(x_1, \dots, x_n) \left[H(x_1, \dots, x_n) \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_n) \right] = 0 \quad (1-30)$$

となる。したがって,

$$\alpha_j(x_1, \dots, x_n) = G_a(x_1, \dots, x_n) \quad (1-31)$$

が最適荷重作用素となる。

(3) x_1 軸上の特定の点における システム方程式の誤差を零にする。

N 個の とびとびの点でシステム方程式の誤差を零にする条件は,

$$H(x_{1,i}, x_2, \dots, x_n) \delta\phi(x_{1,i}, x_2, \dots, x_n) = 0 \quad (i=1, \dots, N) \quad (1-32)$$

したがって 最適荷重は,

$$\alpha_i(x_1, \dots, x_n) = \delta(x - x_{1,i}) \quad (i=1, \dots, N) \quad (1-33)$$

である。

(4) x_1 軸上の特定の区間でのシステム方程式の誤差を零にする。すなわち,

$$\int_{x_{1,i-1}}^{x_{1,i}} dx_1 H(x_1, \dots, x_n) \delta\phi(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (i=1, \dots, N) \quad (1-34)$$

とする条件は、次式で与えられる。

$$\alpha_j(x_1) = -U(x_{1,i}) + U(x_{1,i-1}), \quad U(x_{1,i}) = \begin{cases} 1 & (x \geq x_{1,i}) \\ 0 & (x < x_{1,i}) \end{cases} \quad (1-35)$$

(5) 解の自乗積分誤差最小化

$$J = \int dx_n \cdots \int dx_1 |\delta \phi(x_1, \dots, x_n)|^2 \quad (1-36)$$

あるいは,

$$J = \int dx_n \cdots \int dx_1 \left| \phi_0(x_1, \dots, x_n) - \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) \right|^2 \quad (1-37)$$

で表わされる J を最小化することは次式と同値である。

$$\int dx_1 \overline{\psi_i(x_1)} \left[\phi_0(x_1, \dots, x_n) - \sum_{j=1}^N \psi_j(x_1) \rho_j(x_2, \dots, x_n) \right] = 0 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (1-38)$$

ただし、 $\overline{\psi_i}$ は ψ_i の共役関数である。また (1-15) 式の正解 ϕ_0 は、

$$\phi_0 = H^{-1}(x_1, \dots, x_n) f(x_1, \dots, x_n) \quad (1-39)$$

と表わされるのでこの関係式を用いれば、(1-38)式は次式となる。

$$\int dx_1 \overline{\psi_i(x_1)} H^{-1}(x_1, \dots, x_n) \left[H(x_1, \dots, x_n) \sum_{j=1}^N \psi_j(x_1) \rho_j(x_2, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_n) \right] = 0 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (1-40)$$

したがって 最適荷重は、

$$\rho_i(x_2, \dots, x_n) = \overline{\psi_i(x_1)} H^{-1}(x_1, \dots, x_n) \quad (1-41)$$

となる。また、 $\overline{\psi_i}$ と ψ_i は 陪直交であるので (1-40) 式は、

$$\begin{aligned} \rho_i(x_2, \dots, x_n) &= \int dx_1 \overline{\psi_i(x_1)} H^{-1}(x_1, \dots, x_n) f(x_1, \dots, x_n) \\ &= \int dx_1 \overline{\psi_i(x_1)} \phi_0(x_1, \dots, x_n) \end{aligned} \quad (1-42)$$

となり、 ρ_i はフーリエ係数となる。 $H^{-1}f$ が解ける場合には解が与えられるのでモード展開を行なう必要はないが、解けない場合には、 H^{-1} の近似をして(1-40)式を繰返し用いることにより最良の近似解が得られる。

(6) x_1 軸の N 個の点の解の誤差を零にする。

$$\delta\phi(x_{1,j}, x_2, \dots, x_n) = 0 \quad (j=1, \dots, N) \quad (1-43)$$

あるいは、

$$H^{-1}(x_{1,j}, \dots, x_n) \left[f(x_{1,j}, x_2, \dots, x_n) - H(x_{1,j}, \dots, x_n) \sum_{i=1}^N \psi_i(x_{1,j}) \rho_i(x_2, \dots, x_n) \right] = 0 \quad (1-44)$$

となるための荷重作用素は、

$$\alpha_j(x_1, \dots, x_n) = \delta(x_1 - x_{1,j}) H^{-1}(x_1, \dots, x_n) \quad (1-45)$$

で与えられる。

(7) システム方程式の x_1 軸方向の第 N モーメントまでを保存する。

$H\delta\phi$ は見かけ上の中性子源であるので 次の条件

$$\int dx_1 x_1^j H(x_1, \dots, x_n) \delta\phi(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (j=0, 1, \dots, N-1) \quad (1-46)$$

により、第 N モーメントまでが保存される荷重作用素は、

$$\alpha_j(x_1, \dots, x_n) = x_1^j \quad (1-47)$$

とすればよい。

(8) 解の x_1 軸方向の第 N モーメントまでを保存する。

$$\int dx_1 x_1^j \delta\phi(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (j=0, 1, \dots, N-1) \quad (1-48)$$

に対する荷重 α_j は、

$$\alpha_j = x_1^j H^{-1}(x_1, \dots, x_n) \quad (1-49)$$

(9) 変分的汎関数を停留にする。

次のラグランジュ汎関数 $L(\phi^*, \phi)$

$$L(\phi^*, \phi) = \int dx_n \cdots \int dx_1 [f\phi^* + f^*\phi - \phi^* H \phi] \quad (1-50)$$

は、停留条件として、次の (1-51), (1-52) 式をもつ。

$$H(x_1, \dots, x_n) \phi_0(x_1, \dots, x_n) - f(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (1-51)$$

$$H^*(x_1, \dots, x_n) \phi_0^*(x_1, \dots, x_n) - f^*(x_1, \dots, x_n) = 0 \quad (1-52)$$

これらの方程式は (1-50) 式の汎関数の ϕ, ϕ^* の停留値からの偏移 $\delta\phi, \delta\phi^*$ による変分 δL を、高次微小項を無視したときに零とする条件より導かれる。

ラグランジュ汎関数は、(1-17) 式と同様の式を導き、またモード展開法の荷重関数の性質を調べるのに役立つ。すなわち、(1-51), (1-52) 式の解を既知の $\psi_i(x_1), \psi_i^*(x_1)$ に展開し、次のように表わす。

$$\phi(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) \quad (1-53)$$

$$\phi^*(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^N \psi_i^*(x_1) \rho_i^*(x_2, \dots, x_n) \quad (1-54)$$

(1-53), (1-54) 式を (1-50) 式に代入し、汎関数が ρ_i, ρ_i^* の偏移に対し零となる条件より、 ρ_i に対し次の N 個の連立式

$$\begin{aligned} \int dx_1 \psi_j^*(x_1) \left[H(x_1, \dots, x_n) \sum_{i=1}^N \psi_i(x_1) \rho_i(x_2, \dots, x_n) \right. \\ \left. - f(x_1, \dots, x_n) \right] = 0, \quad (j = 1, \dots, N) \end{aligned} \quad (1-55)$$

および ρ_i^* に対し同じく、

$$\begin{aligned} \int dx_1 \psi_j(x_1) \left[H^*(x_1, \dots, x_n) \sum_{i=1}^N \psi_i^*(x_1) \rho_i^*(x_2, \dots, x_n) \right. \\ \left. - f^*(x_1, \dots, x_n) \right] = 0, \quad (j = 1, \dots, N) \end{aligned} \quad (1-56)$$

を得る。(1-55)式と(1-17)式とを比較することにより、

$$\alpha_j(x_1, \dots, x_n) = \psi_j^*(x_1) \quad (1-57)$$

とすれば、汎関数の停留条件を満たす荷重関数が得られる。このとき、汎関数は、

$$\begin{aligned} L(\phi^*, \phi) = & \int dx_n \cdots \int dx_1 f^*(x_1, \dots, x_n) \phi_0(x_1, \dots, x_n) \\ & + \text{order}(\delta\phi^*, \delta\phi), \end{aligned} \quad (1-58)$$

となり、(1-58)式の右辺第一項は、多くの系で物理量と対応づけることができる。

しかし以上の解析的に得られた最適荷重 α_j の計算は実際には非常に複雑となる場合が多いのでこの方法による実際の数値解析は労力的に得策でない場合もある。これらの最適荷重の考察は、特に後述の合成法のように完全系でないモードにより近似解析する場合の荷重方法の考察には有益な方法である。

(b)原子炉方程式のモード法による近似解

基礎式(1-2)、(1-3)式の近似解析へのモード展開法的应用として、空間モード展開法、およびエネルギー空間モード展開法がある。

(i)空間モード展開法

エネルギー的に組分け拡散近似を行なった(1-4)、(1-5)式において中性子束ベクトル $\phi(r, t) = \text{col.}(\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_g)$ を既知の空間モード $\{\phi_i(r)\}$ により、

$$\phi(r, t) = \sum_{i=1}^N a_i(t) \phi_i(r) \quad (1-59)$$

に展開する。空間モードとして固有関数系を用いる固有関数展開法、および原子炉方程式の解の特長をいかした空間モードを用いる合成法がある。

(1-a)固有関数展開法

(i) λ , ω_p , ω_a モード展開法

群伝散方程式の固有値問題を考察するとき 定常問題について固有値問題 非定常問題について遅発中性子の影響が効くか否かにより ω_a あるいは ω_p 固有値問題が生じる。これらの固有関数系は 一般に λ モード, ω_a モードおよび ω_p モードと呼ばれる。これらのモードを用いた展開法は、荷重関数として随伴固有値問題の解を用いるので 一般論(2)より この展開は数学的に厳密となる。特に線形系の場合 (1-4), (1-5) 式を ω_a モードで展開すると各モード成分は他のモード成分との相互干渉はなく そのモードのみで決定されるというファイナリティ (finality) の性質をもつ。しかし 炉常数への内部フィードバックを考慮した非線形問題では他のモードとの相互干渉を生じる。また λ , ω_a , ω_p モードは原子炉体系に固有の形状をもつので、展開モード数は少数個でよいという利点はあるが、これらのモードの計算は一般に労力がかかる。この展開法の応用例としては Gryphopoulos らによる内部フィードバック効果を考慮した原子炉出力脱走動特性解析がある。⁽¹²⁾ なお、筆者は λ , ω_p , ω_a 固有値問題の比較的簡単な近似計算法を提唱し、その有効性を示した。⁽²³⁾ これについては、第2章に述べる。

(ii) ヘルムホルツモードによる展開

各群中性子束の、空間モードとして原子炉の外挿境界での境界条件より決まるヘルムホルツ方程式の固有関数系をとり、荷重関数も同じ固有関数系を用いる方法である。⁽¹³⁾ 展開モード数を大きくすれば真の解に漸近する近似解が得られる。空間モードが容易に決定される利点があるが、多領域原子炉になると近似解の収束の悪いのが欠点である。

(iii) 変形ヘルムホルツモード展開法

ヘルムホルツモード展開法の数学的厳密性と空間モードの決定の簡単さを生かし、かつ モード展開の収束性を高めるために (i) と (ii) の折衷方法として筆者らは 中性子束を定常時あるいは漸近状態の中性子束分布の形状 (基本 λ モードあるいは ω_a モード) と、高次のヘルムホルツモードにより展開する方法を提唱した。⁽¹⁴⁾ この方法を、変形ヘルムホルツモード展開法と呼ぶ。筆者らは、この方法により 内部フィードバック効果を考慮した非線形問題においても収束性のよい経済的な計算が遂行されることを示し、⁽¹⁴⁾ さらにこの方法に基づく、反応度事故による空間依存出力脱走解析コ

モード SPEX-1, SPEX-2 を開発した。⁽¹⁵⁾ これらの方法の詳細は第3章に述べる。

(1-b) 合成法⁽¹⁶⁾

原子炉体系の物理的考察、直観あるいは経験により適当な試行関数(空間モード)を用いて中性子束分布を合成するもので、試行関数としては必ずしも数学的厳密性をもつ完全系を用いない。荷重積分の方法は一般論⁽⁴⁾の(9)に述べた変分法に基づく場合、(4)あるいは(5)に述べた最小自乗法に基づく場合、あるいはもとの試行関数を荷重関数とする場合がある。一般に合成法は、空間モードの選択に有効性がある。しかし得られた近似解の精度は一般的に推定しにくいし多数のモードをとれば収束性が保証される数学的厳密性もない。直接法や固有関数展開法では数値計算が困難となる高次元の空間依存動特性解析には有効となる経験的方法であろう。

(2) エネルギー空間モード展開法⁽¹⁷⁾

中性子束 $\phi(r, E, t)$ を既知のエネルギー空間モード $\phi_i(r, E)$ により

$$\phi(r, E, t) = \sum_{i=1}^N a_i(t) \phi_i(r, E) \quad (1-60)$$

に展開する方法である。(1-60)式における展開係数 $a_i(t)$ は通常、変分法により決定される。この方法は、エネルギー E を連続的に取扱う点が空間モード展開法と異なる点で、例えば高速炉のように多群動特性解析を必要とする場合などに有効な方法であろう。

2-5 結合炉理論^{(18), (19)}

これまでに述べた直接法、合成法およびモード法が基礎式をできるだけ厳密に解こうとする方法であるのに対し原子炉構成の物理的な相異から領域ごとあるいはエネルギー的に大まかな分割を行ない分割された要素間の結合係数を、実験あるいは詳細な解析計算から求めて各要素間の平均的な動特性を簡単な状態方程式で記述する方法である。計算の労力の簡便さ、実際の原子炉と解析モデルの対応が直観的に把握できる点に特色があるが、結合係数の決定はかなり困難である。

3 熱・流体力学動特性の解析法

3-1. 対象と仮定

熱 流体力学動特性の解析方法は、原子炉の炉形により異なるが、本論文ではナトリウム冷却高速増殖炉を対象に、その解析の基礎理論を述べる。核分裂による生成熱はすべて燃料棒内で発生するとし、全炉心の平均的特性をもつ円柱形燃料棒とその周辺の冷却材流れを解析対象とする単流路近似を用いる。

3-2 熱伝導方程式

燃料棒内の熱伝導は 動径方向の温度勾配が、軸方向に比し非常に大きいので、軸方向の熱伝導を無視する。熱伝導方程式は次式で与えられる。

$$\rho_f C_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = Q(r, z, t) + k_f \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r T_f(r, z, t) \} \quad (1-61)$$

境界条件は 燃料棒中心および表面でそれぞれ次式で与えられる

$$\left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (1-62)$$

$$-k_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=a} = h [T_f(a, z, t) - T_c(z, t)] \quad (1-63)$$

ただし $T_f(r, z, t)$: 燃料棒温度
 $T_c(z, t)$: 冷却材温度
 a : 燃料棒半径
 h : 熱伝達係数
 k_f : 燃料の熱伝導率
 ρ_f : 燃料密度
 C_f : 燃料比熱
 Q : 発熱分布

3-3. 沸騰を生じない流体力学方程式

冷却枝内では， z 軸方向の温度勾配は大きい，流れが乱流になっているので混合効果が大きく，半径方向には殆んど温度勾配がなく一様な温度になっているとしてエネルギー保存則を立てると

$$\rho_c c_c A_c \left\{ \frac{\partial}{\partial t} T_c(z, t) + v \frac{\partial}{\partial z} T_c(z, t) \right\} = 2\pi a h [T_f(a, z, t) - T_c(z, t)] \quad (1-64)$$

また，境界条件として入口冷却枝温度が次のように与えられる

$$T_c(0, t) = T_c^*(t) \quad (1-65)$$

ただし， ρ_c : 冷却枝密度
 c_c : 冷却枝比熱
 v : 冷却枝流速
 A_c : 冷却枝流路断面積

以上の基礎式の解析にあたり，ナトリウム冷却系では出口，入口温度差が水冷却炉の場合に比し大きく，また物性値 ρ ， c ， h 等の温度依存性， h の温度，流量依存性等の諸点を考慮すれば，全流路にわたる平均化による集中常数系とした近似では精度が悪く，分布常数系として直接数値解析の必要がある。第4章の，熱・流体力学動特性のハイブリッドシミュレーションにおいては燃料棒を動径方向に4分割し，また冷却枝流路も4分割し，さらに燃料棒の熱伝導度，ナトリウム冷却枝の熱伝達係数は温度依存性を考慮して解析を試みている。また，第4章に述べる筆者らの開発したナトリウム冷却高速炉の空間依存核・熱・流体力学動特性解析コードSPEC-TR⁽²¹⁾では，燃料棒の半径方向5メッシュ， z 軸方向200メッシュまでの分割が可能であり，ナトリウム冷却枝の密度，熱伝導度の温度依存，熱伝達係数の温度，流量依存性を考慮している。しかし燃料棒の熱伝導度の温度依存性は計算時間の節約のため考慮していない。なおこのコードは，単相流のみでなく，ナトリウム冷却枝が沸騰した場合にも次の3-4に述べる二相流の数値解析をも実行できるように作成されている。

3-4 ニ相流を含めた流体力学方程式

ニ相流を含めたナトリウム冷却材の動特性についての把握は、現在のところ液体ナトリウムについての熱伝導度、ヌセルト数、摩擦係数、粘性係数、すべり比等のニ相流における基礎的なデータの集積がまだ不十分の段階であり、また予冷沸騰についての実験も行なわれていない状態であるなど、動特性解析による結果がどの程度の定量的な実証性をもつかは未だ将来の問題である。しかし、以下に述べる基礎式の解析方法、および第4章の内容は、ナトリウム冷却高速炉の動特性実験に先立ち少くとも定性的な把握を行なうために必要である。なおこの分野の解析理論は実験からのフィードバックにより更に実証性を備えて進歩していくものと思われる。

ニ相流を含めた流体の動特性は 次の三保存則を基礎式として解析することにより定量的把握が行える。

(質量保存則)

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (1-66)$$

(運動量保存則)

$$\underbrace{\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_c} \right)}_{\substack{\frac{g}{cm^2 s^2} + \frac{1}{s} \frac{g^2}{cm^4 s^2} \frac{cm^3}{g} \\ \text{(エネルギー - 保存則)}}} = - \underbrace{\frac{\partial P}{\partial z}}_{\frac{g \cdot cm}{cm^2 s^2 \cdot cm}} - \underbrace{\frac{(f/\rho_c) |G| G}{2 D_h}}_{\frac{cm^3 g^2}{g \cdot cm^4 s^2 \cdot cm}} - \underbrace{\rho_c g}_{\frac{g}{cm^3} \frac{cm}{s^2}} \quad (1-67)$$

$$\rho_c \frac{\partial H}{\partial t} + G \frac{\partial H}{\partial z} = r \phi \quad (1-68)$$

$\frac{g}{cm^3} \frac{cal}{g \cdot s} + \frac{g}{cm^2 s} \frac{cal}{g \cdot cm} = \frac{cal}{cm^2 s \cdot cm}$

ただし G : 質量速度

P : 圧力

f : 摩擦係数

D_h : 流路の等価直径 $\left(\frac{4 \times (\text{流路断面積})}{(\text{周長})} \right)$

ϕ : 熱流束

r : チャンネル周長と断面積の比

H : 流体のエンタルピー,
 および、状態方程式と、経験的摩擦係数に関する次の二式

$$\rho_c = \rho(H, p) \quad (1-69)$$

$$f = f(H, p, G, \phi) \quad (1-70)$$

以上5式の厳密な数値解析は、部分圧縮法 (sectionalized compressible model) により行なえるが、⁽⁶⁰⁾ 計算時間、莫大な数の空間および時間メッシュ分割の必要があり、計算時間などの点で不利である。筆者の目的は特に、反応度効果の大きいといわれるナトリウム気泡の発生が、核動特性にどのような影響を与えるかという核動特性と気泡発生との相互作用の理解にあるので、二相流の解析に膨大な計算時間が必要とされる計算モデルは採用できない。このために、ナトリウム冷却材中の音速、すなわち圧力波の伝播速度が十分大きく無限大とみなす剛体モデルをとる。この方法は運動量積分法 (momentum integral model) と呼ばれる。この方法は (1-67) 式の代りに同式を全流路にわたり積分した平均質量速度 \hat{G} についての式を解析する すなわち

$$\frac{d\hat{G}}{dz} = \frac{1}{L} (\Delta p - F) \quad (1-71)$$

$$\text{ただし } \hat{G} = \frac{1}{L} \int_0^L G dz,$$

$$F = \left(\frac{G^2}{\rho} \right) \Big|_0^L + \int_0^L \frac{(f/\rho_c) |G| G}{2D_h} dz + \int_0^L \rho_c g dz,$$

こゝに、密度 ρ_c は一定の圧力 p^* での値 $\rho(H, p^*)$ を用いる。(1-66), (1-68) 式は直接差分近似により解かれるので、エンタルピー、圧力、質量速度の分布を求めることができる。この運動量積分法のナトリウム冷却系への適用の妥当性はナトリウム液体中の音速は 1700 m/秒であり、なお、二相流での音速は液体に比べて遅くなると思われるが、クオリティの関数としてのデータがない状態であるので、このような場合に剛体モデルを用いることの当否は未だ不明であるが、二相流においても仮りに液体

ナトリウムの音速であるとするば 流路長を 1.6 m とすると 圧力波の波頭の伝播時間が 10^{-3} 秒程度となり、流速、圧力の変化の伝播がこの値よりはるかに緩やかな過渡状態の物理的振舞は十分正しく把握されると思われる。第4章に述べる SP E C - F Rコードでは 核動特性解析の部分でも出力変化の緩やかな過渡計算のみを対象とし、準静的近似を用いている。⁽²⁴⁾ なお、安定な数値計算が行える条件は 部分圧縮法では、計算時間 Δt が、 $\Delta t < \Delta x / (c + |u|)$ (ただし、 u は流速) で与えられるのに対し、運動量積分法では、 $\Delta t < \Delta x / |u|$ となるので、後者の場合は計算時間の点で有利となる。

以上の基礎式の詳細な数値解析法および核動特性解析との結合については第4章に述べる。

4. 内部フィードバック効果

運転時における原子炉内での発生熱は、燃料、被覆、冷却材温度変化をとおり、気泡の発生、圧力変化、密度変化、あるいは中性子を吸収する有毒物質の蓄積、核燃料の燃焼等の現象をもたらし、原子炉内の核分裂持続反応に影響を与える。これらの内部フィードバックの推定は 通常、一点近似モデルにおいてはフィードバック反応度として実験あるいは計算から求めて与えられる。この場合 フィードバック効果の空間依存性は適当な荷重に含めて 全体的にフィードバック反応度に入られているため、局所的なフィードバック効果と過渡状態での中性子束との相互作用は、一点近似モデルで知ることができない。一方、エネルギー依存、空間依存を考慮する拡散方程式 (1-4), (1-5) 式を基礎式として直接数値解析を行なう場合には、反応度の概念を用いられないので、内部フィードバック効果は直接炉常数に加わると考える。これに対する第一のモデルは 原子炉の領域分割を行ない、各領域の各群炉常数に対応する内部フィードバックの関係式を予め静特性計算より求めておき、内部フィードバック効果の空間、エネルギー依存性を含める方法である。第4章に述べる、ナトリウム気泡発生による空間依存核 熱 流体力学動特性解析では、この第一のモデル、すなわち 領域平均化による空間依存内部フィードバックモデルを用いている。内部フィードバックの第二のモデルは、空間的な領域分割

を行なわず 原子炉内の位置 r における内部フィードバック効果による炉
常数の変化 $\delta_f \Sigma(r, t)$ を位置 r の周辺で均質化した燃料温度 $T_f(r, t)$ 、
被覆温度 $T_r(r, t)$ あるいは気泡率 $\alpha(r, t)$ 等の関係式として分布常
数的に与える方法である。すなわち、第二のモデルは分布常数系としての内
部フィードバックモデルである。第3章では、比較的急激な出力上昇をも
たらす反応度事故による出力脱走の解析にこの第二のモデルを用いている。
ただし 炉周期の短い急激な出力脱走時に効いてくるドップラー効果、お
よび気泡発生のみをフィードバック効果として考慮し 早い過渡出力上昇
時の熱移動について、物理的考察より適当な近似化を行ない、分布常数系
としての内部フィードバックモデルの定式化を行なっている。

これら二つのモデルは、フィードバック反応度の概念に比し、内部フ
ィードバック効果の空間的、エネルギー的影響を直接取扱い得るので、よ
り詳細なモデルである。しかし 一方 フィードバック反応度モデルのよ
うに個々のフィードバック効果の大きさの直接的な把握に欠ける短所があ
る。

5. 結論

この章では、原子炉炉心動特性を、核動特性と熱 流体力学動特性に
分けて解析の基礎理論について、第2章以後の筆者の研究と関連づけなが
ら述べ、筆者の研究の位置づけを行なった。核動特性の解析は、群拡散方
程式を基礎式としてその近似解法は、直接法 合成法 モード法および結
合炉理論に分けられる。筆者は、特にモード法を用いた空間依存非線形問
題の近似解析に有効な手法を提案すると共に、その計算コードを開発した。
さらに熱 流体力学動特性解析については ナトリウム冷却高速炉を対象
とした単流路の解析について熱伝導方程式、流体方程式の数値解法につ
いて簡単に述べた。筆者は ナトリウム沸騰を伴わない場合について、核
熱・流体力学動特性のハイブリッドシミュレーションを行ない、二相流を
含む場合には種々の非線形効果を考慮した単流路差分近似を行ない、核動
特性と結合した計算コードを開発した。また、筆者の用いた内部フィード
バック効果のモデルについて若干の説明を行なった。

第2章 原子炉群拡散方程式の固有値問題とその近似解析法

1. 序論

群拡散方程式の λ , ω_p , ω_n 固有値問題は 原子炉の静特性 動特性解析上、重要な問題である。 λ 固有値問題は静特性に関連し、 ω_p , ω_n 固有値問題は動特性に関連する。 ω_p 固有値問題は超即発臨界の場合を対象とするが、 ω_n 固有値問題では遅発中性子の効果を考慮している。これらの固有値問題における高次モードは高次摂動計算 空間依存動特性解析等 高精度で原子炉の解析計算をする場合に必要である。多領域原子炉の場合、固有値問題の厳密な解析解を得ることは困難なので、通常、有限差分法で数値解が求められる⁽²²⁾。しかし 解の発散や 計算時間の点で容易ではない。

筆者らは 中性子束を原子炉の外挿境界での境界条件で決まるヘルムホルツ方程式の固有関数系に展開し 元の固有値問題を非対称行列の固有値問題に変換して数値計算する方法によりこれらの固有値問題の近似解が高次モードを含めて容易に得られることを立証した⁽²³⁾。この方法により精度のよい近似解が比較的少数個の簡単な初等関数の線形結合で求められるので 原子炉計算の処理上効率的である。

以下 2. に固有値問題の定式化、3. に差分法による高次モードの計算法、4. にモード展開法による近似計算法 5. に数値計算例 そして 6. に結論を述べる。

2. 原子炉群拡散方程式の固有値問題

群拡散方程式の3つの固有値問題を定式化すると、以下となる。⁽²⁴⁾

(i) λ 固有値問題 (λ モード)

$$-\nabla \cdot D^g \nabla \phi^g + \sum_{\tau} \phi^g - \sum_{g' \neq g} \sum_s \phi^{g' \rightarrow g} = \frac{1}{\lambda} \chi_p^g \sum_{g'=1}^G \lambda \sum_j \phi^{g'j}, \quad (g=1, \dots, G), \quad (2-1)$$

(ii) ω_p 固有値問題 ($\omega_p \in -D$)

$$\begin{aligned} \nabla \cdot D^g \nabla \phi^g &= \sum_T^g \phi^g + (1-\beta) \chi_p^g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} + \sum_{g' < g} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \phi^{g'} \\ &= \frac{\omega_p}{v^g} \phi^g, \quad (g = 1, \dots, G), \end{aligned} \quad (2-2)$$

(iii) ω_λ 固有値問題 ($\omega_\lambda \in -D$)

$$\begin{aligned} \nabla \cdot D^g \nabla \phi^g &= \sum_T^g \phi^g + (1-\beta) \chi_p^g \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} + \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{\lambda,i}^g C_i \\ &\quad + \sum_{g' < g} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \phi^{g'} = \frac{\omega_\lambda}{v^g} \phi^g, \quad (g = 1, \dots, G), \end{aligned} \quad (2-3)$$

$$\beta_i \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} - \lambda_i C_i = \omega_\lambda C_i \quad (i = 1, \dots, d) \quad (2-4)$$

λ 固有値は生成中性子と消滅中性子の比を表わし、固有値 ω_p あるいは ω_λ は中性子の時間的増加あるいは減少の逆時定数を与える。 ω_p 固有値は即発中性子のみに注目するのに対し、 ω_λ 固有値は遅発中性子の影響を考慮するので、 ω_λ モードはナチュラルモード (natural mode) ともいわれる。

以上 三つの固有値問題は 各群中性子束 各組遅発中性子先行核の作るベクトルを Φ 、その随伴ベクトルを Ψ^* とすると形式的に

$$P \Phi = \frac{1}{\xi} Q \Phi \quad (2-5)$$

$$P^T \Psi^* = \frac{1}{\xi} Q^T \Psi^* \quad (2-6)$$

と表現できる。ここで P, Q は作用素行列、 P^T, Q^T はそれらの転置、 $\xi, \bar{\xi}$ は固有値を表わす。これらの固有値方程式 (2-5), (2-6) は次の固有値に対する汎関数

$$\xi = I(\Psi^*, \Phi) = \frac{(\Psi^*, Q \Phi)}{(\Psi^*, P \Phi)} \quad (2-7)$$

を停留にする条件として導出される。なぜならば Ψ^* , Φ の停留値からの
 偏移 $\delta\Psi^*$, $\delta\Phi$ による汎関数 (2-7) 式の変分 δI は,

$$\begin{aligned} \delta I(\delta\Psi^*, \delta\Phi) \\ = \frac{(\delta\Psi^*, Q\Phi - \xi P\Phi) + (\delta\Phi, Q^T\Psi^* - \bar{\xi} P^T\Psi^*) + (\delta\Psi^*, Q\delta\Phi - \xi P\delta\Phi)}{(\Psi^* + \delta\Psi^*, P(\Phi + \delta\Phi))} \end{aligned} \quad (2-8)$$

となり、上式の第三項を二次の微小項として無視すれば、(2-5), (2-6)
 式は $\delta I = 0$ にする条件となる。

3. 差分法による高次入モードの計算法

(2-1) 式の一次元差分近似は 次の N 個の連立代数方程式の組とな
 る。

$$\begin{aligned} -c_n^g \phi_{n+1}^g + (2a_n^g + \sum_{r,n'}^g) \phi_n^g - (a_n^g - \frac{P \Delta r_n}{2 r_n} a_n^g) \phi_{n-1}^g \\ - \sum_{g' < g} \sum_{s,n'}^{g \rightarrow g'} \phi_{n'}^{g'} = \frac{1}{\lambda} \kappa_r^g \sum_{g'} (\sum_j \Gamma_j)_{n'}^{g'} \phi_{n'}^{g'}, \quad (n=1, \dots, N), \quad (2-9) \end{aligned}$$

ただし、 n' : 空間メッシュ番号

$$\begin{aligned} a_n^g &= \frac{D_n^g}{(\Delta r_n)^2}, \quad c_n^g = a_n^g + \frac{P \Delta r_n}{2 r_n} a_n^g, \\ P &= 0 \text{ (平板)}, 1 \text{ (円筒)}, 2 \text{ (球)} \end{aligned}$$

$1/\lambda$ を μ とすると、(2-9) 式は形式的に、

$$(L - \mu F) \phi = 0 \quad (2-10)$$

と表わされる。第 m 次の固有値 μ_m , 固有関数 ϕ_m および第 n 次の随伴関
 数 ϕ_n^* はそれぞれ次式を満たす

$$(L - \mu_m F) \phi_m = 0 \quad (2-11)$$

$$(L^T - \mu_n F^T) \phi_n^* = 0 \quad (2-12)$$

(2-11), (2-12) 式にそれぞれ ϕ_n^* , ϕ_m を左からかけて原子炉全体で積分すれば、

$$(\mu_m - \mu_n) \langle \phi_n^*, F \phi_m \rangle = (\mu_m - \mu_n) \langle \phi_n, F^T \phi_m^* \rangle = 0, \quad (2-13)$$

なる式を得る。ただし 次の恒等式を用いた。

$$\langle \phi_n^*, L \phi_m \rangle \equiv \langle \phi_n, L^T \phi_m^* \rangle \quad (2-14)$$

$$\langle \phi_n^*, F \phi_m \rangle \equiv \langle \phi_n, F^T \phi_m^* \rangle. \quad (2-15)$$

(2-13) 式より次の直交条件が導かれる。

$$\langle \phi_n^*, F \phi_m \rangle = \langle \phi_n, F^T \phi_m^* \rangle = \delta_{mn} \quad (2-16)$$

ただし、 δ_{mn} はクロネッカーの δ 関数である。

まず、基本固有値、固有関数および随伴関数は、通常の差分による拡散方程式の数値解法で用いられる反復収束計算 (inner iteration および outer iteration) により求められる。第 $(m-1)$ 次までの高次モードが求められているとして、次の第 m 次モードは次のようにして求められる。

原子炉の外挿境界での境界条件だけで決まるヘルムホルツ方程式の第 m 次固有関数を $Y_m^{(0)}$ とする。さらに 次の (2-17) 式

$$L Y_m^{(i)} = (L - \mu_i F) Y_m^{(i-1)} \quad (2-17)$$

を $i=1$ から $i=m-1$ まで反復計算して求めた $Y_m^{(m-1)}$ を $\phi_m^{(0)}$ とし 次の (2-18) 式

$$\phi_m^{(j+1)} = \mu_m^{(j)} L^{-1} F \phi_m^{(j)}, \quad \mu_m^{(j)} = \left(\iint_V \Sigma_f \phi_m^{(j)} dE dV \right)^{-1}, \quad (j=0, 1, \dots) \quad (2-18)$$

の反復計算を行えば、十分大きな反復回数に対し、 $\mu_m^{(j)}$, $\phi_m^{(j)}$ は第 m モード

λ_m , ϕ_m に収束する。なぜならば, $Y_m^{(0)}$ を λ モードに展開すれば

$$Y_m^{(0)} = \sum_n \alpha_n \phi_n \quad (2-19)$$

となり, (2-19) 式を (2-17) 式に代入すれば, $Y_m^{(m-1)}$ は

$$Y_m^{(m-1)} = \sum_n \alpha_n \left(\frac{\mu_n - \mu_1}{\mu_n} \right) \left(\frac{\mu_n - \mu_2}{\mu_n} \right) \cdots \left(\frac{\mu_n - \mu_{m-1}}{\mu_n} \right) \phi_n \quad (2-20)$$

となり, (2-20) 式を用いて (2-18) 式の反復を行なえば, 反復回数が t 番目の $\phi_m^{(t)}$ は,

$$\phi_m^{(t)} = \mu_m^{(t-1)} \sum_n \alpha_n \left(\frac{\mu_n - \mu_1}{\mu_n} \right) \left(\frac{\mu_n - \mu_2}{\mu_n} \right) \cdots \left(\frac{\mu_n - \mu_{m-1}}{\mu_n} \right) \left(\frac{1}{\mu_n} \right)^t \phi_n, \quad (2-21)$$

と表わされ $1/\mu_1 > 1/\mu_2 > \cdots > 1/\mu_{m-1} > 1/\mu_m > \cdots$ とすると (2-21) 式において $\phi_m^{(t)}$ は, 十分大きな t に対し第 $(m-1)$ モードまでの成分は その係数が 0 となるので含まれず, 第 m モード成分は第 $(m+1)$ 次以上の成分より十分に大きくなることより理解される。

この方法で高次モードの計算を試みた結果 第 2, 第 3 モードまでは求めることができるが, それ以上の高次モード計算では反復解が発散し, ついには基本モードに再び収束するという 高次モードの収束に欠点があった。この原因としては, 低次モードの固有値の計算誤差により (2-21) 式で基本モード成分が完全に零になっていないために反復を重ねると基本モードが成長しはじめ, ついには高次モードを凌ぐためと考えられる。したがって, 上述の方法により高次モードを求めることは不安定といえる。

4. モード展開法による固有値問題の近似計算法

(2-5), (2-6) 式の, モード法による近似解 $\tilde{\phi}$, $\tilde{\psi}^*$ は 次の一次独立な形状関数 (モード) の有限線形結合で与えられる

$$\tilde{\phi}(r) = \sum_{i=1}^N \begin{pmatrix} x_i \\ x_i^* \\ x_i^{\sigma} \end{pmatrix} w_i(r) \equiv \sum_{i=1}^N x_i w_i(r) \quad (2-22)$$

$$\hat{\psi}^*(r) = \sum_{i=1}^N \begin{pmatrix} x_i^{1*} \\ x_i^{2*} \\ \vdots \\ x_i^{g*} \end{pmatrix} w_i(r) \equiv \sum_{i=1}^N x_i^* w_i(r) \quad (2-23)$$

ただし x_i^g, x_i^{g*} : 第 g 群中性子束および随伴関数の第 i モードの展開係数.

x_i, x_i^* : x_i^g, x_i^{g*} の列ベクトル

$w_i(r)$: 第 i モードの形状関数.

形状関数 $w_i(r)$ は次のヘルムホルツ方程式および境界条件

$$\nabla^2 w_i + B_i^2 w_i = 0$$

$$w_i(R) = 0 \quad (R : \text{外挿境界})$$

を満たす固有関数系をとる。この $w_i(r)$ は数学的に簡単な関数で与えられる利点があるばかりでなく、多領域炉の場合でも群拡散方程式の高次モードはほぼヘルムホルツモードの形に似ているので特に高次モード計算の上からも便利である。(2-22), (2-23) 式を (2-7) 式に代入すれば近似固有値 ξ_{ap} に対する汎関数は次式となる。

$$\begin{aligned} \xi_{ap} &= I(\tilde{\psi}^*, \tilde{\psi}) \\ &= I(x^*, x) = \frac{\bar{x}^{*T} Q x}{\bar{x}^{*T} P x} \end{aligned} \quad (2-24)$$

ただし $x = \text{col.} (x_1^1, \dots, x_N^1, \dots, x_1^{g'}, \dots, x_N^{g'}, \dots, x_1^g, \dots, x_N^g)$

$x^* = \text{col.} (x_1^{1*}, \dots, x_N^{1*}, \dots, x_1^{g'*}, \dots, x_N^{g'*}, \dots, x_1^{g*}, \dots, x_N^{g*})$

$$P = \begin{bmatrix} \begin{matrix} \vdots \\ x \\ \vdots \\ i \dots p_{ik}^{11'} \end{matrix} & & \\ & \begin{matrix} \vdots \\ x \\ \vdots \\ i \dots p_{ik}^{g'g'} \end{matrix} & \\ & & \end{bmatrix}$$

$$P_{ik}^{gg'} = \int_{\text{reactor}} w_i P_{gg'} w_k dr,$$

ここに $P_{gg'}$ は作用素行列 P の第 g 行, 第 g' 列要素を表わす。 Q , $Q_{ik}^{gg'}$ も P , $P_{ik}^{gg'}$ と同様に求められる。

x , x^* の停留値からの偏移 δx , δx^* による変分 δI は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \delta I(\delta x^*, \delta x) &= \frac{\overline{\delta x^{*T}} (Q x - \xi_{ap} P x) + \delta x^T (\overline{Q^T x^*} - \overline{\xi_{ap} P^T x^*}) + \overline{\delta x^{*T}} (Q \delta x - \xi_{ap} P \delta x)}{(\overline{x^*} + \overline{\delta x^*})^T P (x + \delta x)} \end{aligned} \quad (2-25)$$

上式で分子第3項の2次微小項を無視すれば, I の停留条件として次式が得られる。

$$P x = \frac{1}{\xi_{ap}} Q x \quad (2-26)$$

$$P^T x^* = \frac{1}{\xi_{ap}} Q^T x^* \quad (2-27)$$

したがって 群拡散方程式の固有値問題は 展開係数の作るベクトルに対する非対称行列の固有値問題に変換される。多領域原子炉の λ , w_p , w_n 固有値問題の近似計算法を以下に示す。

(i) λ 固有値問題 次の行列 T の固有値問題により求められる

$$T x = \lambda x \quad (2-28)$$

ただし $T = (A - R)^{-1} \cdot K \cdot F$.

行列 A , R , K , F は次のようにして求められる。

$$A = \begin{bmatrix} A'_{11} \cdots A'_{N1} & & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & & \\ A'_{1N} \cdots A'_{NN} & & & & \\ & A''_{11} \cdots A''_{N1} & & & \\ 0 & & & & 0 \\ & A''_{1N} \cdots A''_{NN} & & & \\ & & & A^g_{11} \cdots A^g_{N1} \\ 0 & 0 & & & A^g_{1N} \cdots A^g_{NN} \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} & 0 & & 0 & \\ & & & & \\ R^{1 \rightarrow 2}_{11} \cdots R^{1 \rightarrow 2}_{N1} & & & & \\ & & 0 & & \\ R^{1 \rightarrow 2}_{1N} \cdots R^{1 \rightarrow 2}_{NN} & & & & \\ R^{1 \rightarrow g}_{11} \cdots R^{1 \rightarrow g}_{N1} & R^{1 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{1 \rightarrow g}_{NN} & R^{2 \rightarrow g}_{11} \cdots R^{2 \rightarrow g}_{N1} & R^{2 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{2 \rightarrow g}_{NN} & \\ R^{1 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{1 \rightarrow g}_{NN} & R^{2 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{2 \rightarrow g}_{NN} & R^{2 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{2 \rightarrow g}_{NN} & R^{2 \rightarrow g}_{1N} \cdots R^{2 \rightarrow g}_{NN} & 0 \end{bmatrix},$$

$$K = \begin{bmatrix} \chi^1_p & 0 & & 0 & \\ & \chi^1_p & & & \\ & & \chi^2_p & 0 & \\ 0 & & & \chi^2_p & \\ & & & & \chi^g_p \\ 0 & 0 & & & \chi^g_p \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} F^1_{11} \cdots F^1_{N1} & F^2_{11} \cdots F^2_{N1} & F^g_{11} \cdots F^g_{N1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ F^1_{1N} \cdots F^1_{NN} & F^2_{1N} \cdots F^2_{NN} & F^g_{1N} \cdots F^g_{NN} \\ F^1_{11} \cdots F^1_{N1} & F^2_{11} \cdots F^2_{N1} & F^g_{11} \cdots F^g_{N1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ F^1_{1N} \cdots F^1_{NN} & F^2_{1N} \cdots F^2_{NN} & F^g_{1N} \cdots F^g_{NN} \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix},$$

$$A^g_{ik} = \sum_{l=1}^{Nrb} (D^g_{l+1} - D^g_l) [\nabla W_i \cdot W_k]_{\chi_l = \chi_{l+1}} + \sum_{l=1}^{Nrg} (D^g_l B^g_l + \Sigma^g_l) \int_{\chi_l}^{\chi_{l+1}} W_i W_k dr$$

$$R^{g' \rightarrow g}_{ik} = \sum_{l=1}^{Nrg} \Sigma^{g' \rightarrow g}_l \int_{\chi_l}^{\chi_{l+1}} W_i W_k dr$$

$$F^g_{ik} = \sum_{l=1}^{Nrg} \nu \Sigma^g_{f,l} \int_{\chi_l}^{\chi_{l+1}} W_i W_k dr$$

ここに D^g_l, Σ^g_l , etc. : 第 g 群第 l 領域での群炉常数
 χ_l : 第 $l, l+1$ 領域の領域境界の位置
 Nrb : 領域境界の数
 Nrg : 領域の数

ii) ω_p 固有値問題 次の行列 S の固有値問題となる。

$$S x = \omega_p x \quad (2-29)$$

ただし, $S = V [-A + R + (1-\beta)K \cdot F]$,

$$V = \begin{bmatrix} v_1 & 0 & & 0 \\ 0 & v_1 & & 0 \\ & & v_2 & 0 \\ 0 & & 0 & v_2 \\ & & & & v_G & 0 \\ 0 & & 0 & & 0 & v_G \end{bmatrix}.$$

(iii) ω_a 固有値問題 (2-4) 式を遅発中性子先行核濃度 C_i について解き,

$$C_i = \frac{\beta_i}{\omega_a + \lambda_i} \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^{j'} \phi^{j'} \quad (2-30)$$

が得られる。(2-30) 式を (2-3) 式に代入すると,

$$\begin{aligned} V \cdot D^g V \phi^g - \Sigma_T^g \phi^g + \left[\chi_p^g (1-\beta) + \sum_{i=1}^I \frac{\chi_{a,i}^g \lambda_i \beta_i}{\omega_a + \lambda_i} \right] \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^{j'} \phi^{j'} \\ + \sum_{j < g} \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \phi^{j'} = \frac{\omega_a}{V^g} \phi^g, \quad (g = 1, \dots, G), \end{aligned} \quad (2-31)$$

となる。(2-31) 式と (2-2) 式を比べると, (2-2) 式の中性子生成スペクトル項 $\chi_p^g (1-\beta)$ が (2-31) 式では, $\chi_p^g (1-\beta) + \sum_{i=1}^I \frac{\chi_{a,i}^g \lambda_i \beta_i}{\omega_a + \lambda_i}$ に置換されている。したがって ω_a 固有値問題は, (2-29) 式と同様な次の行列 S' の固有値問題となる。

$$S' x = \omega_a x \quad (2-32)$$

ただし, $S' = V [-A + R + K' \cdot F]$, $K' =$

$$K' = \begin{bmatrix} p_1 & 0 & & 0 \\ 0 & p_1 & & 0 \\ & & p_2 & 0 \\ 0 & & 0 & p_2 \\ & & & & p_G & 0 \\ 0 & & 0 & & 0 & p_G \end{bmatrix}$$

(35)

(2-33)

$$P_g = \chi_p^g (1 - \beta) + \sum_{i=1}^4 \frac{\chi_{d,i}^g \lambda_i \beta_i}{\omega_d + \lambda_i} \quad (2-34)$$

ω_d 固有値は (2-34) 式中の ω_d の値と、(2-32) 式の解 ω_d が一致するまで反復して求められる。

非対称行列の固有値問題の数値計算の検討

非対称行列のすべての固有値および固有ベクトルを高精度で求めることはかなり困難である。巾乗法 (power method) は絶対値が最大の固有値とその固有ベクトルの計算に有効であるが高次になるほど固有値問題の求解に誤差が累積する。この誤差は、元の行列の各要素から、より低次の固有値に対応する成分を抜取る操作の際に生じる。巾乗法はまた固有値の大きさが近接しているときに収斂が悪い欠点もある。原子炉方程式の場合、基本入固有値は絶対値最大であるので基本入モードの計算には有効である。しかし、 ω_p , ω_d モードの計算では絶対値の小さい固有値ほど重要であるのでこの方法では求めることが難しい。巾乗法に比して、QR法⁽²⁵⁾は実行列のすべての固有値計算に有力である。5 の数値計算に用いたQR法では次の手法により短い計算時間で高精度解を得ることができる。

- (1) 数値計算上安定なユニタリ変換に基づくQR変換を用いる。
- (2) 固有値の大きさがほぼ等しい場合には行列の原点を移動することにより収束を加速する。
- (3) 元の行列をヘッセンベルグ形に変換することにより1反復当りの計算回数を減少する。
- (4) 二重QR法により反復回数を減少する。

以上のQR法で求めた固有値を用いて対応する固有ベクトルを計算する場合には、逆反復法を用いる⁽²⁶⁾。この方法は、通常の反復法より反復回数が少なくて収束する。

これら三つの数値解法の詳細は 付録A に述べる。

5. 数値計算例

5-1. 黒鉛減速炉の入固有値問題の計算

(i) 差分法とモード法の比較計算 (基本入モード)

30cmの反射体が両側についた80cm炉心で第2-1表の2群炉常数で示される対称平板状黒鉛減速原子炉に対する入モードの正解は、基本入固有値 λ_1 が1.0000, 熱外中性子束 ϕ' および熱中性子束 ϕ がそれぞれ次のようになる。

$$\phi' = \begin{cases} 0.65259 \cos 0.023596x - 0.0012912 \cosh 0.11331x \\ (0 \leq x \leq 40 \text{ cm}) \\ 0.12628 \sinh 0.055596(70-x) \\ (40 \leq x \leq 70 \text{ cm}) \end{cases}$$

$$\phi = \begin{cases} 0.25577 \cos 0.023596x + 0.0013523 \cosh 0.11331x \\ (0 \leq x \leq 40 \text{ cm}) \\ \sinh 0.0212(70-x) - 0.18263 \sinh 0.055596(70-x) \\ (40 \leq x \leq 70 \text{ cm}) \end{cases}$$

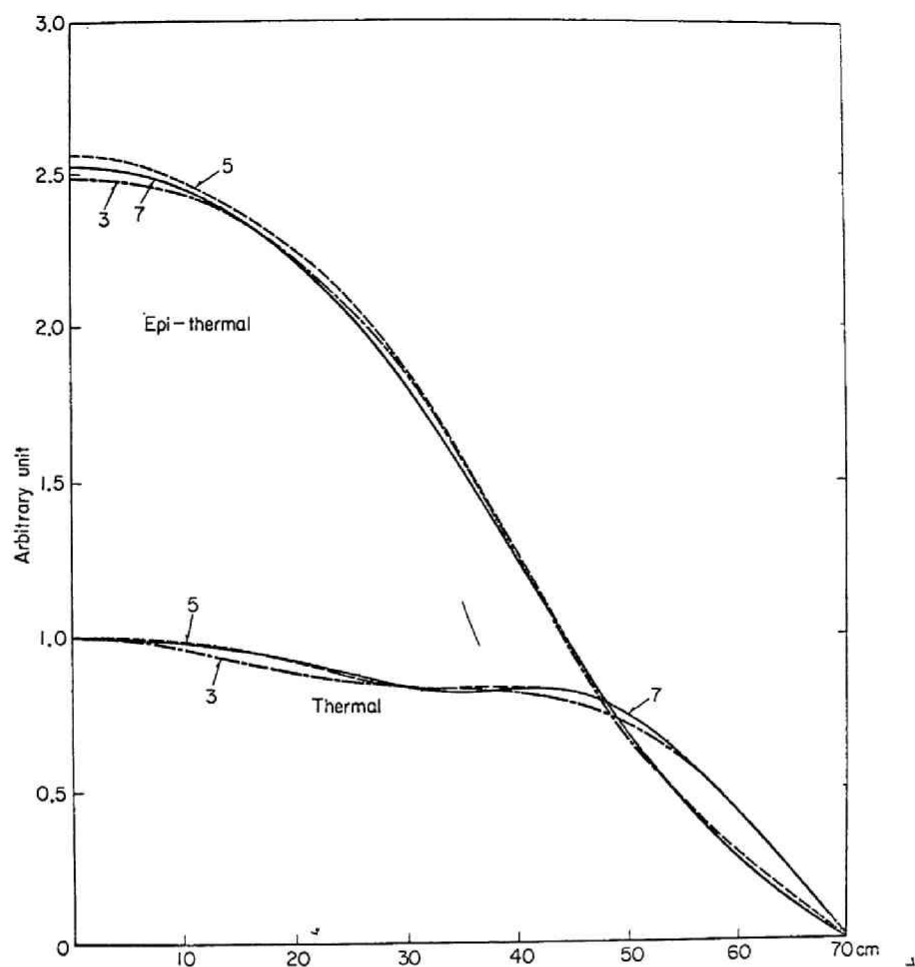
炉心中央 ($r = 0 \text{ cm}$) および炉心, 反射体間の内部境界 ($r = 40 \text{ cm}$) での熱外中性子束と熱中性子束の比は, それぞれ $R_1 = 2.5332$, $R_2 = 1.5162$ である。一次元差分コード WANDA による差分法とモード法の定量的比較を λ_1 , R_1 , R_2 および計算時間について第2-2表に示す。なお、4. に述べた入モードの計算法に基づく計算コード EIH E L - 1 については付録Bに述べる。差分法および巾乗法による計算では高次の入固有値は一度に求めることが不可能であるが, QR法では可能でありそれらは $\lambda_2 = 0.22972$, $\lambda_3 = 0.041293$, $\lambda_4 = 0.01088$, $\lambda_5 = 0.00361$, ... であった。第2-2表の R_1 , R_2 の値の比較よりモード法による近似入固有関数は差分法の結果より精度は若干劣るが, 6モード以上とれば相対誤差が0.5%以下になることを示している。モード法による近似入固有関数の形状を第2-1図に示す。7モード以上の展開の結果は7モードの場合と一致する。以上よりモード展開法は比較的少数の初等関数の線形形で十分な精度の近似解を与えることを結論できる。また、第2-2表におけるA法は巾乗法による結果であり、B法はQR法と逆反復法による結果であるが、B法はA法に比し、QR法および逆反復法により若干の計算時

	Core	Reflector
D^1 (cm)	1.10	1.10
D^2 (cm)	0.89	0.89
Σ^1 (cm ⁻¹)	0	0
Σ^2 (cm ⁻¹)	0.00818	0.0004
Σ^{21} (cm ⁻¹)	0.0034	0.0034
$\nu\Sigma_f^1$ (cm ⁻¹)	0	0
$\nu\Sigma_f^2$ (cm ⁻¹)	0.0102382	0
χ_p^1	1.0	0
χ_p^2	0	0
$(B_r)^2$	0	0

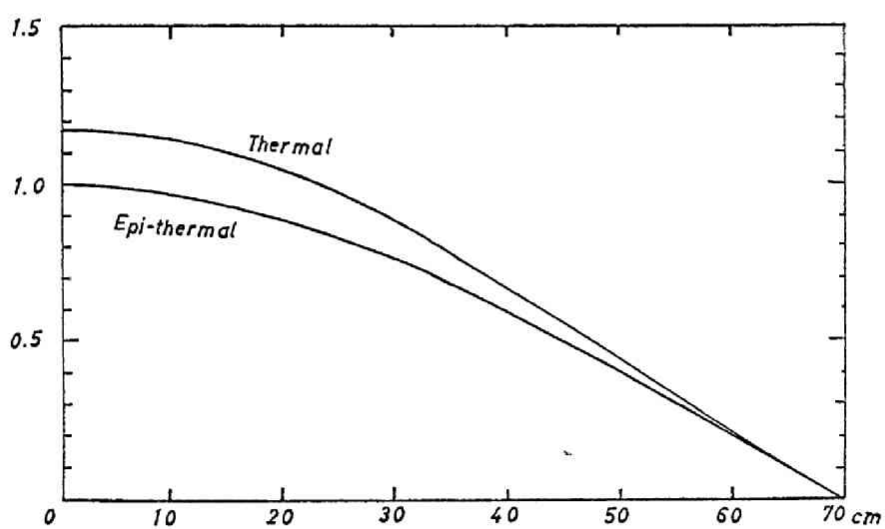
第2-1表 黒鉛減速炉の2群炉常数

Nodal method (WANDA code)				Approximate method	Modal method					B
					A					
10	20	30	50	No. of nodes No. of modes	2	4	6	8	10	10
1.000275	1.000067	1.000013	1.000031	λ_1 exact sol.=1.0000	1.00266	1.000395	1.000095	1.000028	1.000008	1.000007
2.5308	2.5326	2.5329	2.5331	R_1 exact sol.=2.5332	2.7937	2.4915	2.5400	2.5343	2.5304	2.5305
1.5380	1.5222	1.5189	1.5161	R_2 exact sol.=1.5162	1.5661	1.5420	1.5279	1.5200	1.5171	1.5170
13	16	20	24	Computation time (sec) FACOM 270-20	8	11	15	22	30	18

第2-2表 基本入モード計算におけるノード法とモード法の比較



第2-1図 基本入モードの形状 (実線, 破線, 一点鎖線はそれぞれ展開モード数7.5 および3の場合を示す.)



第2-2図 基本入随伴関数 (展開モード数4の場合)

間の改善を示している。黒鉛減速炉の場合 第2次入固有値 λ_2 は、基本固有値 λ_1 に比較して非常に小さいので差分法あるいは巾乗法は少数の反復回数で収束解を与えることができる。なお、これらの方法の場合 第 r 回の収束の程度は $(\lambda_2/\lambda_1)^r$ で表わされる。したがって QR法、逆反復法を用いたB法による計算時間の経済性は、高次の固有値が同次に求められる点を除き、余り印象的でない。

(ii) 随伴入固有関数の計算

随伴関数は、(2-6)式で示される転置作用素行列 P^T 、 Q^T の固有値問題の解で与えられる。モード法による近似計算は、(2-27)式の転置行列 P^T 、 Q^T の固有値問題の実行により行なわれる。(i)と同じ体系の入随伴関数のモード法による近似計算の結果 第2-2図に示すような基本入随伴関数が得られた。展開モード数は4モードで十分収束し、固有値は 1.0001 であった。随伴問題においては Σ_f と Σ_s の物理的意味が作用素行列の転置により逆になる。 Σ_s は水、黒鉛等の減速材により殆んど決定されるのに対し、 Σ_f は燃料材により決まる。 Σ_s はほぼ全炉心にわたり均一な値を有するが、 Σ_f は濃縮度の異なる燃料装荷、反射体等の領域的特長により不均一な分布をする。随伴問題では したがって 全体系にほぼ均一な核分裂源のある場合の中性子束を求める問題となるので、分布は均質原子炉の場合の余弦分布に近くなる。上述の計算結果では 得られた随伴関数のうちヘルムホルツモードの第一次高調波成分は、基本波成分に対し熱外群で2%、熱群で5%となり 随伴関数は第2-2図に示すように殆んど余弦分布と見なすことができる。以上のことより随伴入モードは多領域原子炉であっても、大体ヘルムホルツモードと同じ形状をもつことが示された。

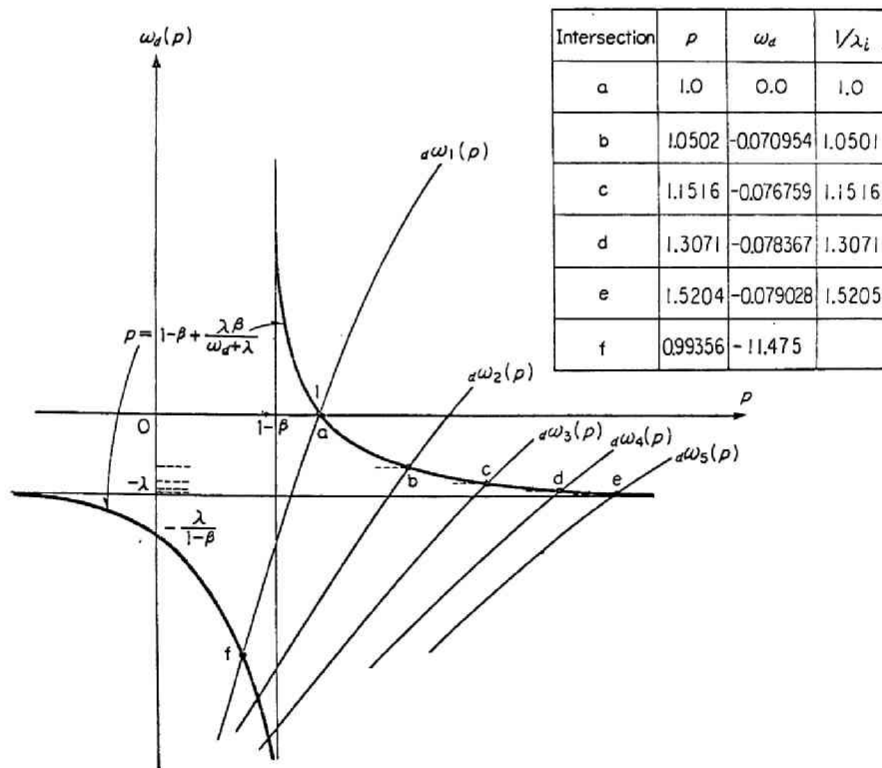
5-2 大型水冷却炉の入、 ω_0 固有値問題の計算

第2-3表に平板状大型水冷却炉(炉心厚さ300 cm, 両側反射体厚さ50 cm)の2群炉常数を示す。遅発中性子は一組近似し $\beta = 0.0064$, $\lambda = 0.08 \text{ sec}^{-1}$, および遅発中性子の生成スペクトル χ_d は即発中性子と同じとする。

(i) 基本入モード計算

	Core	Reflector
D^1 (cm)	1.4988	1.7905
D^2 (cm)	0.4835	0.4219
Σ^1 (cm $^{-1}$)	1.0252×10^{-2}	1.4845×10^{-3}
Σ^2 (cm $^{-1}$)	6.21×10^{-2}	3.788×10^{-2}
Σ^{12} (cm $^{-1}$)	1.4944×10^{-2}	3.039×10^{-2}
$\nu \Sigma_f^1$ (cm $^{-1}$)	6.76×10^{-3}	0
$\nu \Sigma_f^2$ (cm $^{-1}$)	7.93919×10^{-2}	0
χ_p^1	1.0	0
χ_p^2	0	0
χ_d^1	1.0	0
χ_d^2	0	0
v^1	4.6×10^7	4.6×10^7
v^2	2.2×10^3	2.2×10^3

第2-3表 大型水冷却炉の2群炉常数



第2-3図 $\omega_d(p)$ と双曲線 $p = 1 - \beta + \frac{\lambda\beta}{\omega_d + \lambda}$ の形状
(ω_d 固有値は交点 a, b, c, ... より求められる)

WANDAコードによる差分法と、QR法、逆反復法によるモード展開法の比較を行なった。大型水冷却炉の場合 第2次固有値 λ_2 は λ_1 にほぼ等しいので差分法による計算は解の収束が非常に悪かった。すなわち収束値 $\lambda_1 = 0.999945$ (メッシュ40, 収束加速因子1.0, 相対誤差 10^{-4} 以下)に達するのに反復回数550回 計算時間50秒 (FACOM 270-20)を要した。展開モード10項での同じ計算機によるモード法の計算結果は、 $\lambda_1 = 1.0000572$, $\lambda_2 = 0.95229$, $\lambda_3 = 0.86836$, $\lambda_4 = 0.76505$, ... (収束判定子 10^{-6})で計算時間は19秒であった。

両者の計算結果の比較よりQR法、逆反復法によるモード展開計算は大型水冷却炉の場合に計算時間の短縮の利点があることが示された。

(ii) 10モード展開による大型水冷却炉の ω_a モードの近似計算

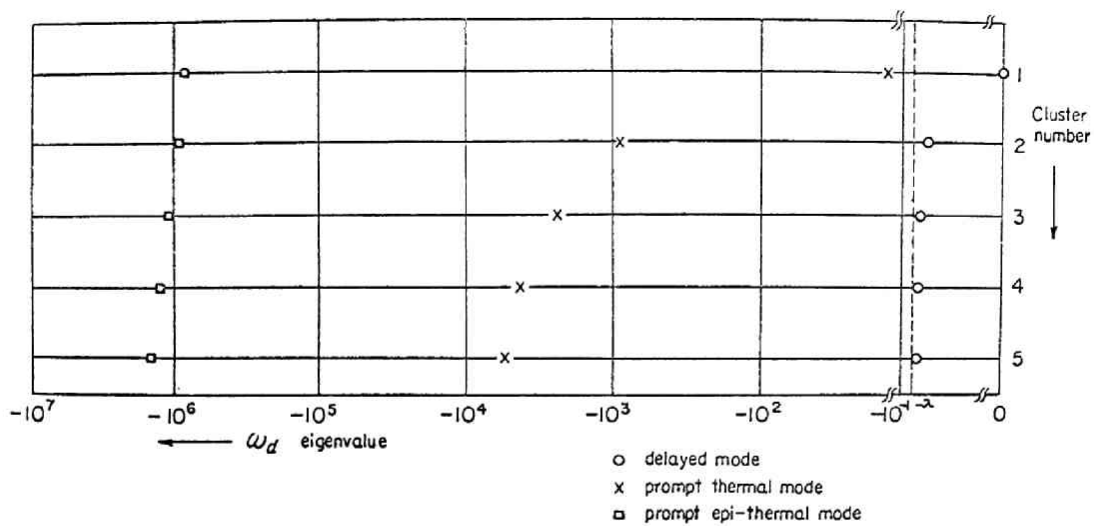
即発中性子と遅発中性子の発生スペクトルは同じとするので (2-33)式の行列 K' は次の実数 p に置換できる

$$p = 1 - \beta + \frac{\lambda\beta}{\omega + \lambda} \quad (2-35)$$

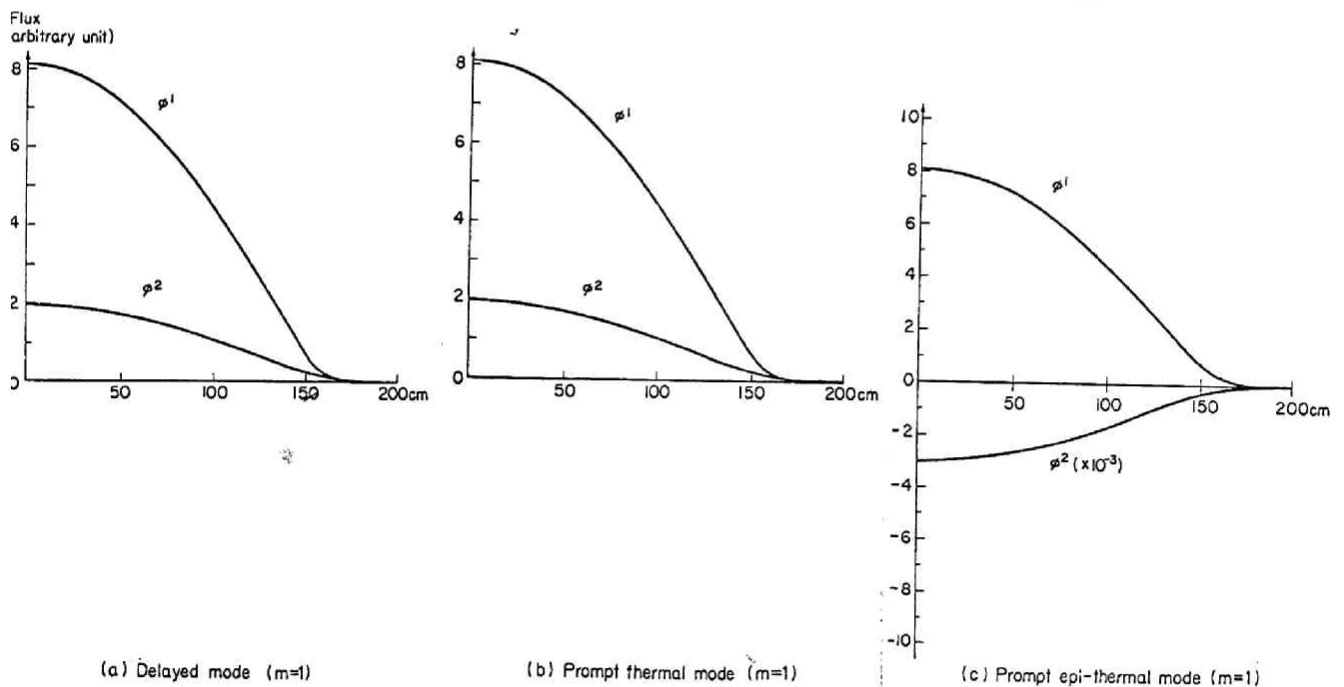
(2-33)式より求められる ω_a 固有値は行列 S' が p に依存するので p の関数として次のように表わせる。

$$\omega_a = \omega_a(p) \quad (2-36)$$

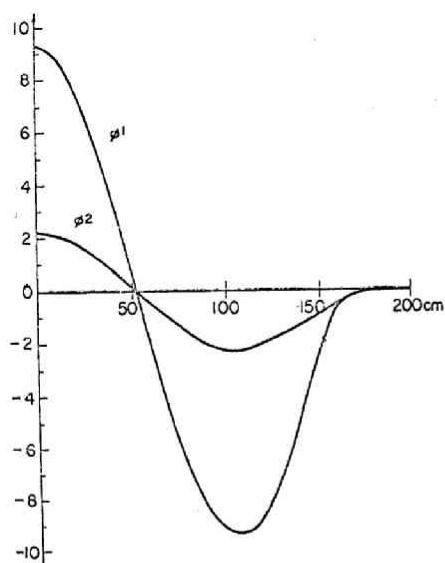
したがって ω_a 固有値は第2-3図に示すように (p, ω) 平面において、(2-35)式的双曲線と(2-36)式の曲線の交点として求めることができる。得られた ω_a 固有値を第2-4図に示す。この図より ω_a 固有値が次の3つの群に分類される、(i) $a\omega_m$: 遅発中性子モード、(ii) $s\omega_m$: 即発熱中性子モード (iii) $f\omega_m$: 即発熱外中性子モード (m : 固有値の次数)。遅発中性子モード $a\omega_m$ は m が大きくなると、遅発中性子の減衰定数の負値 $-\lambda$ に接近する。遅発中性子モードの形状はこの場合のように即発中性子と遅発中性子の発生スペクトルが等しいならば、 λ モードと等しくなっていく。なぜならば、(2-32)式の ω_a 固有値問題は $\omega_a \approx -\lambda$ のとき $\omega_a/\nu \approx 0$ となり、 $p = 1 - \beta + \sum \lambda_i \beta_i / (\omega_a + \lambda_i)$ を $(1/\lambda)$ とおけば λ 固有値問題になるからである。第2-3図に示した表において、 $a\omega_1, a\omega_2, \dots, a\omega_5$ に相当す



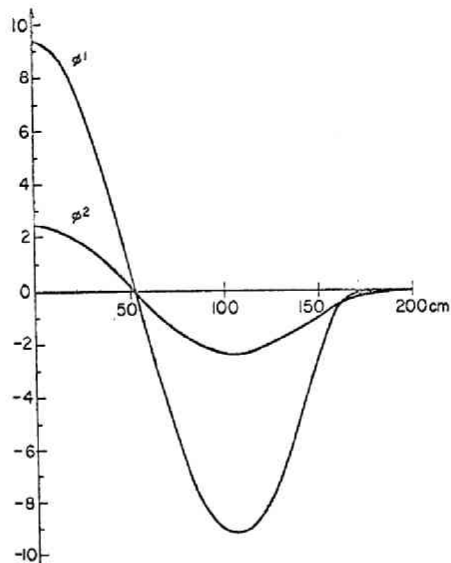
第2-4図 群 (Cluster) に分離した ω_d 固有値の図
 (○, x および □ はそれぞれ遅発中性子モード, 即発熱中性子モードおよび即発熱外中性子モードを表わす)



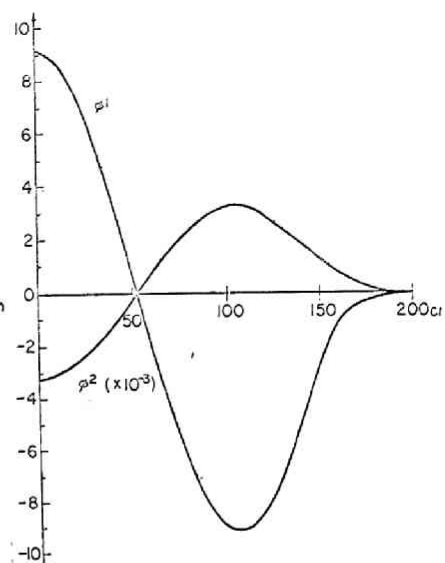
第2-5図 群番号 $m = 1, 2, 3$ に対応する ω_d モードの形状
 (ϕ^1 および ϕ^2 は熱外および熱中性子束を表わす)



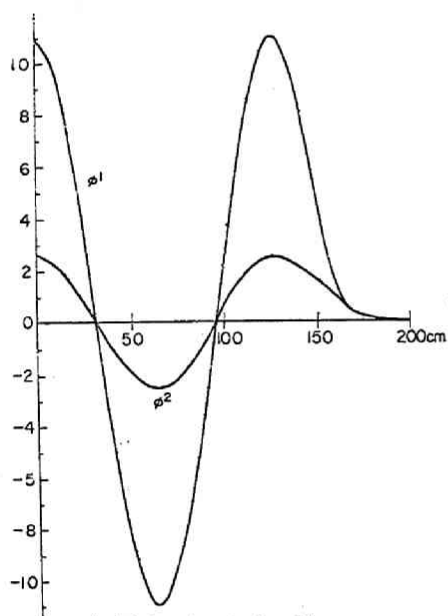
(d) Delayed mode ($m=2$)



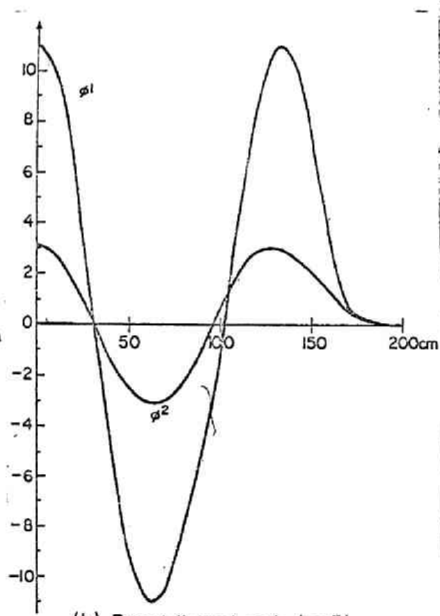
(e) Prompt thermal mode ($m=2$)



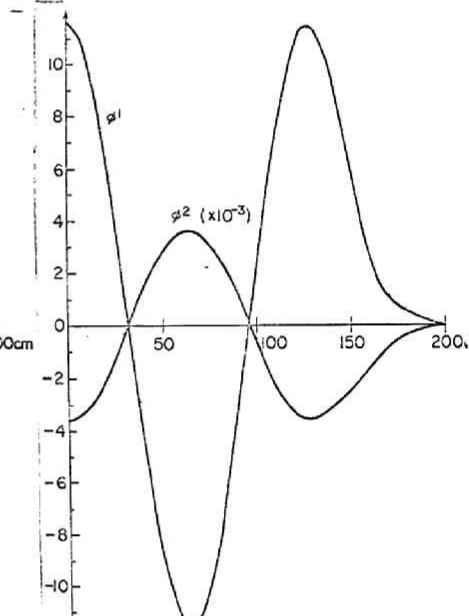
(f) Prompt epi-thermal mode ($m=2$)



(g) Delayed mode ($m=3$)



(h) Prompt thermal mode ($m=3$)



(i) Prompt epi-thermal mode ($m=3$)

第2-5図(続き) 群番号 $m = 1, 2, 3$ に対応する ω_a モード
の形状

る交点 a, b, \dots, e の p_1, p_2, \dots, p_5 の値は, $1/\lambda_1, 1/\lambda_2, \dots, 1/\lambda_5$ に一致する⁽¹⁾とはそれを示している。一方、即発熱中性子モード $s\omega_m$, および即発熱外中性子モード $f\omega_m$ の固有値および固有関数は, ω_p モードには一致することは $f\omega_m, s\omega_m$ が負の大きな値となり, $\rho \rightarrow 1-\beta$ となることより容易に示される。第2-5図は $m=1, 2, 3$ に対する ω_a 固有関数の形状を示す。一般的に同じ m の値に対する $(G+d)$ 個の ω_a 固有関数の形状は、同様の形状をもつといわれるが、⁽²⁴⁾ この場合のような多領域原子炉の場合にも成立つことがこの図から判る。

5-3. 2次元入モード計算

モード展開法により空間的に2次元近似計算を行なうことは容易である。一例として第2-6図に示す円筒状黒鉛減速炉の基本入モードの近似計算を示す。第2-4表に2群炉常数を示す。

軸対称有限円筒形に対するヘルムホルツ方程式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial W}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + B^2 W = 0 \quad (2-37)$$

および境界条件

$$\left. \frac{\partial W}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. W \right|_{r=R} = \left. \frac{\partial W}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. W \right|_{z=H} = 0 \quad (2-38)$$

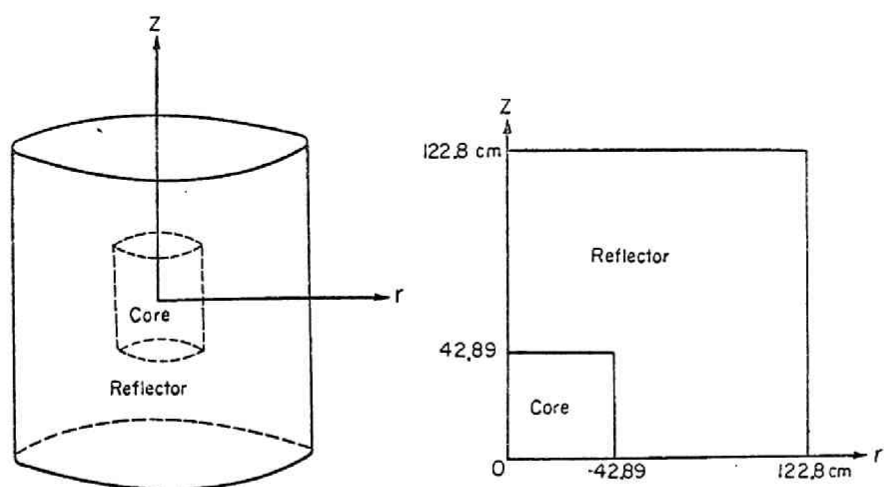
(ただし, R および H は有限円筒の外挿半径および高さとする)

に対する解は次式で与えられる。

$$W_{mm'}(r, z) = J_0(\lambda_m r) \cos B_z^{m'} z \quad \{ (m, m') = (1, 1), (1, 2), \dots \} \quad (2-39)$$

ただし, $\lambda_m R$ は零次ベッセル関数の第 m 次零点であり, $B_z^{m'}$ は次式で与えられる

$$B_z^{m'} = \frac{(2m'-1)\pi}{2H}$$



第2-6図 二次元円筒原子炉の形状

	Core	Reflector
D^1 (cm)	1.19719	1.14602
D^2 (cm)	0.92744	0.94557
Σ^1 (cm $^{-1}$)	4.021×10^{-4}	0
Σ^2 (cm $^{-1}$)	7.393×10^{-3}	3.2461×10^{-4}
Σ^{12} (cm $^{-1}$)	2.39088×10^{-3}	4.41378×10^{-3}
$\nu \Sigma_f^1$ (cm $^{-1}$)	2.99614×10^{-4}	0
$\nu \Sigma_f^2$ (cm $^{-1}$)	1.3809×10^{-2}	0
χ_p^1	1.0	0
χ_p^2	0	0

第2-4表 二次元黒鉛減速炉の二群炉常数

次の (Nr, Nz) 項までの有限和による近似解を求める。

$$\phi_g(r, z) = \sum_{(m, m')=(1,1)}^{(Nr, Nz)} \psi_{mm'}^g J_0(\lambda_m r) \cos B_z^{m'} z \quad (2-40)$$

一次元の場合と同様に拡散方程式の入固有値問題は次の固有値問題となる

$$\begin{aligned} \sum_{(m, m')=(1,1)}^{(Nr, Nz)} A_{mm'nn'}^g \psi_{mm'}^g - \sum_{g' < g} \sum_{(m, m')} S_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} \psi_{mm'}^{g'} \\ = \frac{1}{\lambda} \chi_p^g \sum_{g=1}^G \sum_{(m, m')} F_{mm'nn'}^{g'} \psi_{mm'}^{g'}, \quad (n, n') = (1, 1), \dots, (Nr, Nz) \end{aligned} \quad (2-41)$$

(2-41) 式中の係数 $A_{mm'nn'}^g$, $S_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g}$ および $F_{mm'nn'}^{g'}$ は次式により計算する。

$$\begin{aligned} A_{mm'nn'}^g = \sum_{(i, k)=(1,1)}^{(Nrg-r, Nrg-z)} \left[\sum_{i,k}^g + D_{i,k}^g \{ \lambda_m^2 + (B_z^{m'})^2 \} \right] \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0(\lambda_m r) J_0(\lambda_n r) 2\pi r dr \\ \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \cos B_z^{m'} z \cos B_z^{n'} z dz + 2\pi \lambda_m \sum_{k=1}^{Nrg-r} \sum_{i=1}^{Nrb-r} \Delta_i D_{i,k}^g r_i J_1(\lambda_m r_i) J_0(\lambda_n r_i) \\ \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \cos B_z^{m'} z \cos B_z^{n'} z dz + B_z^{m'} \sum_{i=1}^{Nrg-r} \sum_{k=1}^{Nrb-z} \Delta_k D_{i,k}^g \sin B_z^{m'} z_k \cos B_z^{n'} z_k \\ \cdot \int_{r_i}^{r_{i+1}} \cos B_z^{m'} z \cos B_z^{n'} z dz, \end{aligned} \quad (2-42)$$

$$\begin{aligned} S_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} = \sum_{(i, k)=(1,1)}^{(Nrg-r, Nrg-z)} \sum_{i,k}^{gg'} \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0(\lambda_m r) J_0(\lambda_n r) 2\pi r dr \\ \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \cos B_z^{m'} z \cos B_z^{n'} z dz, \end{aligned} \quad (2-43)$$

$$\begin{aligned} F_{mm'nn'}^g = \sum_{(i, k)=(1,1)}^{(Nrg-r, Nrg-z)} \nu \sum_{f,i,k}^g \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0(\lambda_m r) J_0(\lambda_n r) 2\pi r dr \\ \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \cos B_z^{m'} z \cos B_z^{n'} z dz \end{aligned} \quad (2-44)$$

ただし $D_{i,r}^g, \Sigma_{i,r}^g, \dots$: 第 (i, r) 領域 (i : 動径方向, r : z 軸方向)
 における第 g 群炉常数

N_{rg-r}, N_{rg-z} : 動径方向および z 軸方向の全領域数

N_{rb-r}, N_{rb-z} : 動径方向および z 軸方向の内部領域境界数.

$$\Delta_i D_{i,r}^g = D_{i+1,r}^g - D_{i,r}^g$$

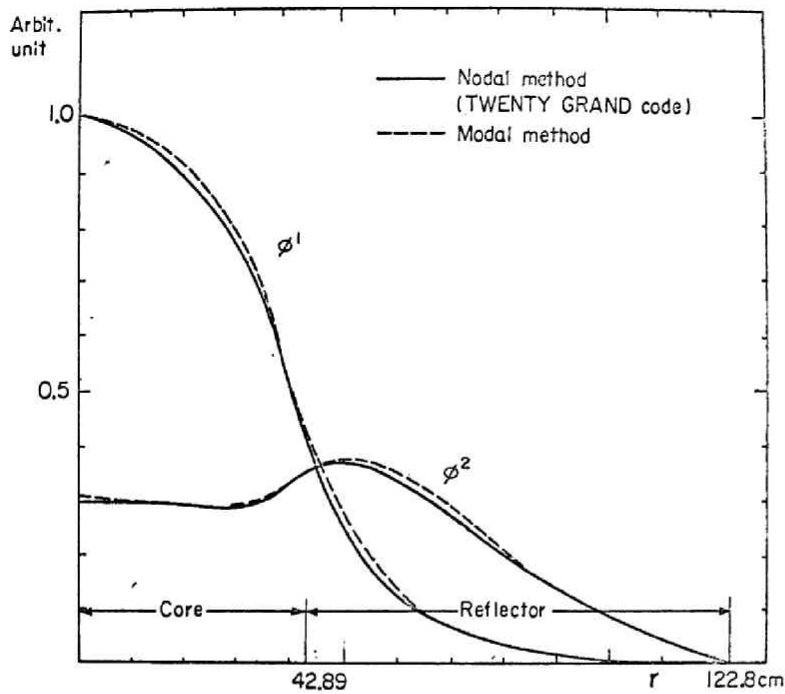
$$\Delta_r D_{i,r}^g = D_{i,r+1}^g - D_{i,r}^g$$

上述の方法により 2次元拡散コード E I H E L - 2 を作成した。このコードの説明は付録 C に述べる。E I H E L - 2 コードにより, $(N_r, N_z) = (6, 4)$ の場合に (2-41) 式を用乘法で基本 λ モードを計算した。 λ_1 の収束値は 1.0028 (収束判定子 10^{-4}) および計算時間 1.5 分 (HITAC-5020E) であった。同じく 2次元差分拡散コード TWENTY GRAND⁽²⁷⁾ により (31×31) メッシュの比較計算を行なった結果は $\lambda_1 = 1.0105$ (収束判定子 10^{-4}), 計算時間 6 分 (HITAC-5020E) であった。 $z = 0$ cm, および $r = 0$ cm 上の中性子束分布の形状を第 2-7 図, 2-8 図に示す。少数のモード数によるモード法の結果は、差分コードに比し計算時間の経済性はよいが、中性子束分布の形状の精度は、差分コードに比し若干低下する。

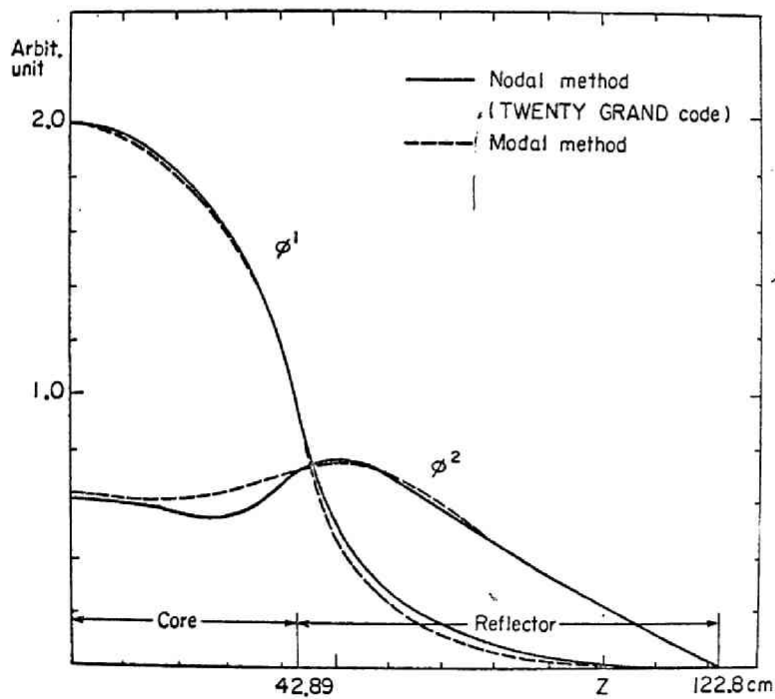
6 結論

多領域原子炉の場合 群拡散方程式の $\lambda, \omega_a, \omega_p$ 固有値問題の高次モードを求めることは困難である。この近似解を得るために筆者は 中性子束を外境境界での境界条件を満たすヘルムホルツ方程式の固有関数系に展開し 元の固有値問題を非対称行列の固有値問題に変換した。拡散方程式の高次モードの形状は、高次ヘルムホルツモードに似た形であるので特にヘルムホルツ固有関数系を形状関数とすることは高次モードの計算に有利である。

非対称行列の固有値, 固有ベクトルは巾乘法や, QR 法と逆反復法の組合せのような数値解法で解かれるが, 後者の方法は, 大型水冷却炉の場合のように入固有値のスペクトルが近接している場合の入モードの計算や ω_p, ω_a モードの計算に有力である。この方法ではすべての固有値が同時に



第2-7図 $z = 0 \text{ cm}$ における r 軸方向の中性子束分布
(実線および破線はそれぞれTWENTY GRANDコード
とモード法による結果を表わす)



第2-8図 $r = 0 \text{ cm}$ における z 軸方向の中性子束分布

求められるので計算時間の節約になる。

モード法で表わされた入, ω_p , ω_c モードは少数の初等関数の線形結合により精度よく表わされるので, 高次摂動計算や空間依存原子炉動特性解析等に, 計算時間 計算機記憶容量の経済性の観点から有力な手段となると思われる。

第3章 変形ヘルムホルツモード展開法による原子炉少数群 拡散方程式の近似解析法

1. 序論

高速増殖炉をも含めた大型動力炉の設計および運転の必要上、空間依存性を考慮した原子炉内中性子束分布の動的振舞を解析することは重要である。例えば反応度事故による原子炉出力脱走の解析は安全設計上必要であり、この目的のためには十分な精度の空間依存動特性を解析する必要がある。

この章では、第1章に述べた時間依存拡散方程式(1-4), (1-5)式を基礎方程式とし、2. に通常のヘルムホルツモードによる展開法(以下C.E.法と略称する)とその数学的厳密性および数値解析の容易さの観点よりとり上げ、多領域原子炉の出力脱走解析のための近似法としての有効性を検討する。3. では筆者らによるC.E.法の収束性を改善した変形ヘルムホルツモード展開法(以下、M.E.法と略称)を提唱し、4. では、C.E.法とM.E.法の数値的比較検討を行ない、5. にはM.E.法の空間的に2次元近似への拡張を述べる。さらに、6. ではM.E.法を応用した内部フィードバックを考慮した空間依存出力脱走の解析法を述べ、7. に内部フィードバックとしてドップラー効果を考えた空間依存非線形出力脱走の数値例を述べ、8. に差分コードとの比較、9. に結論を述べる。

2. 通常のヘルムホルツモード展開法(C.E.法)

中性子束および遅発中性子先行核濃度は正規直交関数系に展開できるが、そのような正規直交系として次の境界条件および正規直交条件を満たすヘルムホルツ方程式の固有関数系を選ぶ

$$\nabla^2 W_m(r) + B_m^2 W_m(r) = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3-1)$$

$$W_m(R) = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3-2)$$

$$\int_{\text{reactor}} W_m W_n dr = \delta_{mn} \quad (3-3)$$

中性子束 ϕ_g および遅発中性子先行核濃度 C_i は次のように展開される

$$\phi_g(r, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \psi_{gm}(t) W_m(r) \quad (3-4)$$

$$C_i(r, t) = \sum_{m=0}^{\infty} C_{im}(t) W_m(r) \quad (3-5)$$

これが通常のヘルムホルツモード展開法であり、⁽¹³⁾ C. E. 法と略称する。
(3-4), (3-5) 式を第1章2. の(1-4), (1-5) 式に代入し $W_n(r)$ をかけ原子炉の全体系で積分することにより次の連立常微分方程式を得る

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} a_{mn}^g \psi_{gm}(t) + \chi_p^g (1-\beta) \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^{\infty} f_{mn}^j \psi_{jm}(t) \\ + \sum_{i=1}^d \chi_{d,i}^g \lambda_i C_{in}(t) + \sum_{g' < g} \sum_{m=0}^{\infty} r_{mn}^{g' \rightarrow g} \psi_{jm}(t) = \frac{1}{v^g} \frac{d\psi_{gn}}{dt} \end{aligned} \quad (3-6)$$

($g = 1, \dots, G; n = 0, 1, \dots, \infty$)

$$\beta_i \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^{\infty} f_{mn}^j \psi_{jm}(t) - \lambda_i C_{in}(t) = \frac{dC_{in}}{dt} \quad (3-7)$$

($i = 1, \dots, d; n = 0, 1, \dots, \infty$)

ただし 上式における係数 a_{mn}^g , f_{mn}^g および $r_{mn}^{g' \rightarrow g}$ は次式で与えられる

$$\begin{aligned} a_{mn}^g &= \int_V [\nabla \cdot D^g \nabla W_m - \Sigma_T^g W_m] W_n dr \\ &= \sum_{k=1}^{Nr_b} [D_{g,k+1} - D_{g,k}] [\nabla W_m \cdot \nabla W_n]_{r=r_k} \\ &\quad - \sum_{k=1}^{Nr_g} [D_{g,k} B_m^+ + \Sigma_{g,k}^T] \int_{r_k}^{r_{k+1}} W_m W_n dr, \end{aligned} \quad (3-8)$$

$$f_{mn}^g = \int_V \nu \Sigma_f^g W_m W_n dr = \sum_{k=1}^{Nr_g} \nu \Sigma_{f,k}^g \int_{r_k}^{r_{k+1}} W_m W_n dr, \quad (3-9)$$

$$r_{mn}^{g \rightarrow g} = \int_V \sum_s^{g \rightarrow g} w_m w_n dr = \sum_{k=1}^{Nrg} \sum_{s,k}^{g \rightarrow g} \int_{r_k}^{r_{k+1}} w_m w_n dr \quad (3-10)$$

また、 r_k : 第 k 領域の境界

$D_k^g, \Sigma_{r,k}^g, \dots$: 第 k 領域の第 g 群炉常数

Nrb : 領域境界の数

Nrg : 領域数

この C.E. 法は形状関数 $w_n(r)$ の決定は容易であるが、4 の数値例に示すように中性子束の空間および時間依存性の十分正しい近似を得るには後述の M.E. 法に比してかなり沢山のモード数を必要とする。

3. 変形ヘルムホルツモード展開法 (M.E. 法)

C.E. 法の収束性を改善するために筆者らは過渡状態における中性子束および遅発中性子先行核濃度をそれらの定常分布あるいは漸近分布の形状と、ヘルムホルツモード展開法の高次の固有関数で展開する方法を提唱した⁽¹⁴⁾。この M.E. 法では中性子束および遅発中性子先行核濃度は次のように展開される。

$$\phi^g(r, t) = \varphi_g^0(t) \phi_g^0(r) + \sum_{m=1}^{\infty} \varphi_g^m(t) w_m(r) \quad (3-11)$$

$$C_i(r, t) = C_i^0(t) C_i^0(r) + \sum_{m=1}^{\infty} C_i^m(t) w_m(r) \quad (3-12)$$

ただし $\phi_g^0(r)$: 第 g 群の定常中性子束分布

$C_i^0(r)$: 第 i 組遅発中性子先行核濃度の定常分布

$$C_i^0(r) = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G [\nu \Sigma_f^j \phi_j^0(r)]$$

(3-11), (3-12) 式で高次のヘルムホルツモード成分は $m=1$ より始まり $w_0(r)$ に相当する成分は、 $\phi_g^0(r)$ あるいは $C_i^0(r)$ に含まれている。定常分布 $\phi_g^0(r)$ は次のヘルムホルツモードの級数として表わすことができる

$$\phi_g^0(r) = \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_m^g w_m(r) \quad (3-13)$$

ただし、 $q_m^g = \int_V \phi_g^o(r) W_m(r) dr$

なお この q_m^g の値は 第2章の基本λモード計算により直接求めることができる。(3-11), (3-12) 式と第1章2.の基礎式(1-4), (1-5)に代入し、両辺にヘルムホルツモード $W_n(r)$ をかけて原子炉の全体系で積分し、(3-6), (3-7) 式に対応して 次の動特性方程式(3-14), (3-15)を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^{\infty} A_{mn}^g q_j^m + \chi_p^g (1-\beta) \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^{\infty} F_{mn}^j q_j^m \\ & + \sum_{i=1}^d \chi_{\alpha,i}^g \lambda_i (D_n^i C_i^o + \delta_n C_i^n) + \sum_{g' < g} \sum_{m=0}^{\infty} R_{mn}^{g' \rightarrow g} q_{g'}^m \\ & = \frac{\rho_n^g}{v^g} \frac{d q_j^o}{dt} + \frac{\delta_n}{v^g} \frac{d q_j^n}{dt}, \quad (g=1, \dots, G; n=0, 1, \dots, \infty), \quad (3-14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \beta_i \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^{\infty} F_{mn}^j q_j^m - \lambda_i (D_n^i C_i^o + \delta_n C_i^n) \\ & = D_n^i \frac{d C_i^o}{dt} + \delta_n \frac{d C_i^n}{dt}, \quad (i=1, \dots, d; n=0, 1, \dots, \infty), \quad (3-15) \end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned} A_{mn}^g &= \begin{cases} \int_V (\nabla \cdot D^g \nabla \phi_g^o - \Sigma_g^T \phi_g^o) W_n dr & (m=0) \\ a_{mn}^g & (m \neq 0) \end{cases} \\ F_{mn}^g &= \begin{cases} \int_V \nu \Sigma_f^g \phi_g^o W_n dr & (m=0) \\ f_{mn}^g & (m \neq 0) \end{cases} \\ R_{mn}^{g' \rightarrow g} &= \begin{cases} \int_V \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \phi_{g'}^o W_n dr & (m=0) \\ r_{mn}^{g' \rightarrow g} & (m \neq 0) \end{cases} \\ D_n^i &= \frac{\beta_i}{\lambda_i} \int_V \sum_{j=1}^G (\nu \Sigma_f^j \phi_j^o) W_n dr = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G F_{on}^j, \\ \delta_n &= \begin{cases} 0 & (n=0) \\ 1 & (n \neq 0) \end{cases} \end{aligned} \quad (3-16)$$

なお、(3-11), (3-12)式の展開において基本モードとして定常状態の分布関数、すなわち基本入モードを用いているので、第零次の荷重関数としては対応する基本入随伴関数を用いた方がより適当であろうが、第2章5-1における入随伴関数の計算結果より、入随伴関数は殆んど基本ヘルムホルツモードに等しいという点、および計算上の労力の考慮より簡単な基本ヘルムホルツモードを荷重として用いている。

(3-4), (3-5)式と(3-11), (3-12)式を比較すると次の関係式を得る

$$\psi_{g0} = \phi_0^g \varphi_g^0, \quad \psi_{gm} = \phi_m^g \varphi_g^0 + \varphi_g^m \quad (3-17)$$

$$C_{i0} = D_0^i C_i^0, \quad C_{im} = D_m^i C_i^0 + C_i^m \quad (3-18)$$

もし中性子束、遅発中性子先行核濃度が $(M+1)$ モードの有限和で近似されるなら、両者の方法による近似解の差は次のようになる

$$\begin{aligned} & \varphi_g^0(t) \phi_g^0(r) + \sum_{m=1}^M \varphi_g^m(t) W_m(r) - \sum_{m=0}^M \psi_{gm}(t) W_m(r) \\ &= \varphi_g^0(t) \sum_{m=M+1}^{\infty} \phi_m^g W_m(r), \end{aligned} \quad (3-19)$$

$$\begin{aligned} & C_i^0(t) C_i^0(r) + \sum_{m=1}^M C_i^m(t) W_m(r) - \sum_{m=0}^{\infty} C_{im}(t) W_m(r) \\ &= C_i^0(t) \sum_{m=M+1}^{\infty} D_m^i W_m(r) \end{aligned} \quad (3-20)$$

また (3-17)式は次の関係式

$$\frac{\psi_{gm}}{\psi_{g0}} = \frac{\phi_m^g}{\phi_0^g} + \frac{\varphi_g^m}{\phi_0^g \varphi_g^0} \quad (3-21)$$

を意味する。4 に述べる数値例で示されるように m がある小さな値より大きくなると第二項 $\varphi_g^m / (\phi_0^g \varphi_g^0)$ は、多領域原子炉の場合でも第一項 φ_g^m / ϕ_0^g よりはるかに小さくなる。したがって、次の近似

$$\psi_{gm} \cong \frac{\phi_m^g}{\phi_0^g} \psi_{g0} = \phi_m^g \varphi_g^0 \quad (3-22)$$

が満足され, (3-19)式の右辺は近似的に

$$\sum_{m=N+1}^{\infty} \psi_{ym}(t) W_m(r)$$

となる。このことはもし m が N より大きくなると, M.E. 法による解は無限大のモード成分を考慮した C.E. 法と近似的に等しくなることを示している。M.E. 法によって得られる収束性の改善は次のように説明できる。すなわち, 過渡状態における優勢な空間分布形状は漸近モードあるいは持続モードであるが, この形状は定常モード $\phi_j^0(r)$ との相異があまり大きくなく, 持続モードと定常モードの形状の差は比較的少数の高次ヘルムホルツモードで展開することができる。しかし十分な精度の数値解を得るには定常モードは比較的多数のヘルムホルツ固有関数 $W_n(r)$ に展開する必要がある。また, 遅発中性子については (3-18)式より次の関係式

$$\frac{C_{im}}{C_{i0}} = \frac{D_m^i}{D_0^i} + \frac{C_i^m}{D_0^i C_i^0} \quad (3-23)$$

を得る。遅発中性子のどの組の時定数も, 出力脱走時の即発中性子の時定数よりもはるかに大きいので (3-23)式の第一項 D_m^i/D_0^i は第二項よりも大きくなる。したがって (3-12)式において $C_i^m(t)$ は殆んど零と置き次の (3-24)式で近似することもできる。

$$\begin{aligned} C_i(r, t) &\cong C_i^0(t) C_i^0(r) \\ &= C_i^0(t) \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G [\nu \Sigma_f^j \phi_j^0(r)] \end{aligned} \quad (3-24)$$

6 に述べる空間依存非線形出力脱走の解析においてはこの近似を用いている。

以上により, C.E. 法より M.E. 法の収束が改善されることを説明した。

4. C.E. 法と M.E. 法の数値比較

数値計算例は第3-1図に示すような炉心，反射体よりなる平板炉に對して行なった。臨界条件として与えられた2群炉常数および他の動特性パラメタを第3-1表に示す。原子炉出力脱走は炉心中心領域（斜線部）に $\delta_{sl} \Sigma_f = 0.00567 \text{ cm}^{-1}$ （約12ドル反応度）が加えられて生じると仮定した。内部フィードバック効果を考慮しない場合の熱中性子束の漸近分布を，C.E.法およびM.E.法で計算し，両者の方法の収束の程度を比較した。C.E.法による漸近分布を第3-2図に示す。この場合 十分正しい漸近分布の形を得るには少くとも7, 8モード程度が必要であることを示している。また 第3-3図は 4モードだけ考慮したM.E.法による漸近分布である。この結果は，8モードのC.E.法による結果と殆んど一致する。したがって M.E.法を用いれば C.E.法に比べてモード数を約半分に減らしうると考えられる。M.E.法による ϕ_m^s / ϕ_0^s および $\phi_m^s / (\phi_0^s \phi_0^s)$ の計算結果を第3-2表に示す。モード番号 m が4をこえると ϕ_m^s / ϕ_0^s は $\phi_m^s / (\phi_0^s \phi_0^s)$ よりもはるかに大きくなり，これから M.E.法の計算の収束が C.E.法より改善されることを示している。

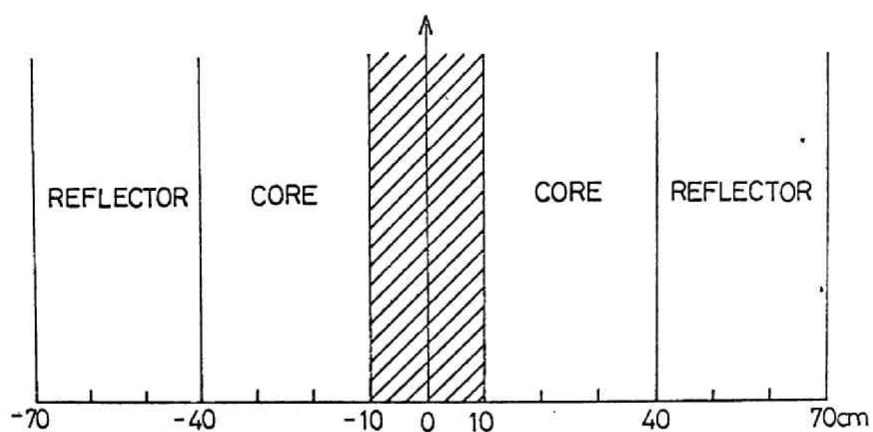
5. 変形ヘルムホルツモード展開法の二次元空間依存原子炉動特性解析への応用

空間的に一次元の場合に M.E.法による収束の改善を4.に示したが，二次元空間依存問題の場合にもまた M.E.法は展開モード数の減少および計算時間の経済性の点より，莫大な計算機容量および計算時間を必要とする直接法に比し，有力な手法となり得る。⁽²⁸⁾ 以下に M.E.法に基づく二次元円筒近似の原子炉に対する解析法とその計算例について述べる。

第3-4図に示すごとく，原子炉は r および z 方向にそれぞれ N_{r-g} , N_{r-g-z} 個の領域に分割され，各領域内では炉常数は一定とする。

基礎方程式 (1-4), (1-5) 式の近似解析のために 中性子束および遅発中性子先行核濃度を M.E.法により次の (N_r, N_z) モードの級数として表わす。

$$\phi^s(r, z, t) = \phi_0^s(r, z) \phi_{g,00}(t) + \sum_{(m, m') \neq (0, 0)}^{(N_r, N_z)} W_{m, m'}(r, z) \phi_{g, m, m'}(t) \quad (3-25)$$



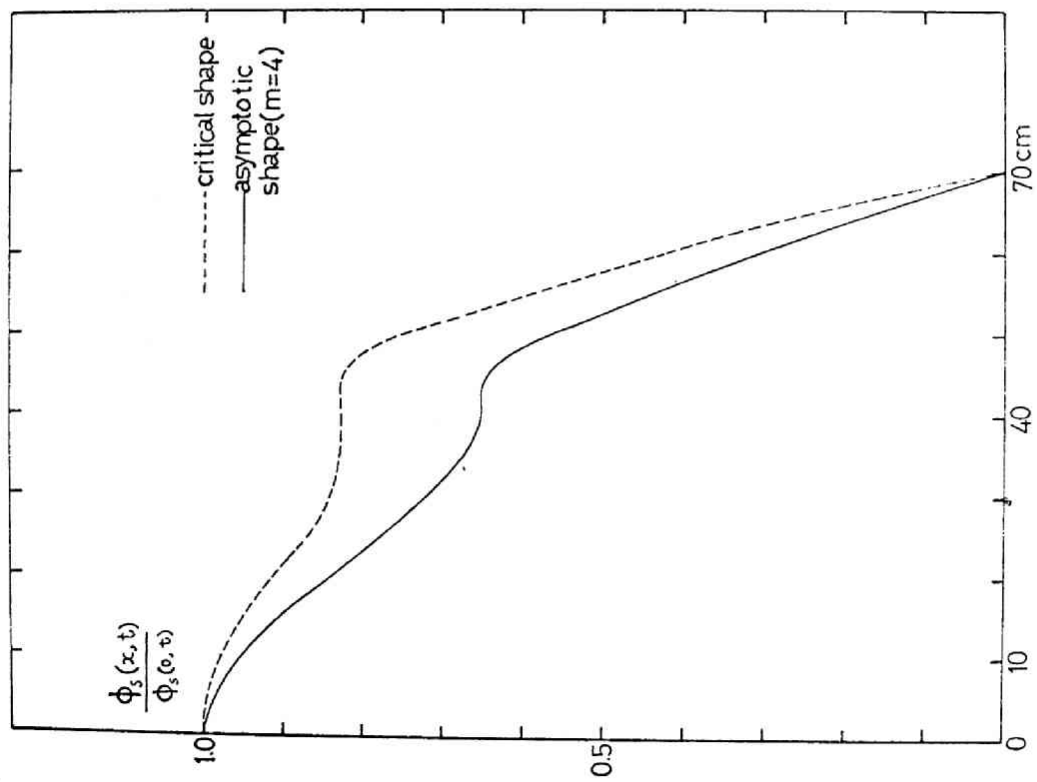
第3-1図 仮想炉体系(一次元)の構成
(縦方向弯曲は零で 階段状外乱は斜線部に加えられる)

		Σ_a (cm^{-1})	$\nu\Sigma_f$ (cm^{-1})	D (cm)	Σ_r (cm^{-1})
Epi-thermal	Core	0	0	1.10	0.0034
	Reflector	0	0	1.10	0.0034
Thermal	Core	0.00818	0.0102382	0.89	0
	Reflector	0.0004	0	0.89	0

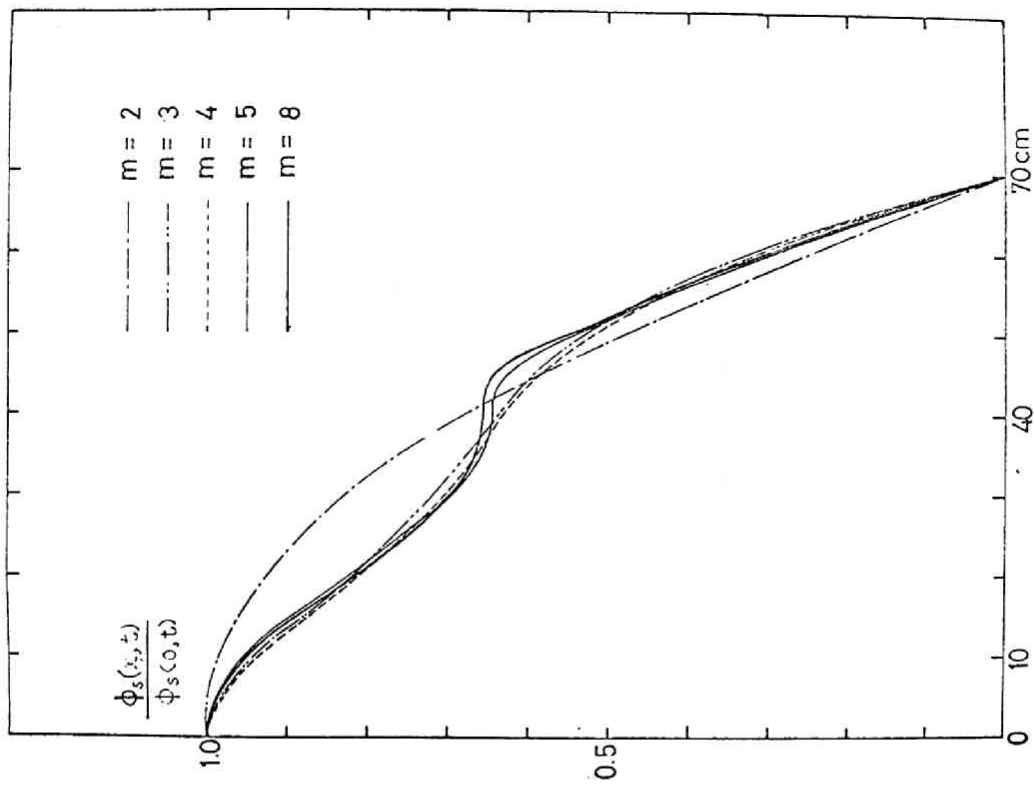
$$\nu_f = \infty, \quad \beta = 0.0075$$

$$\nu_s = 2.2 \times 10^5 \text{ cm/sec}, \quad \lambda = 0.08 \text{ sec}^{-1}$$

第3-1表 2群炉常数と遅発中性子一組近似
の動特性パラメタ



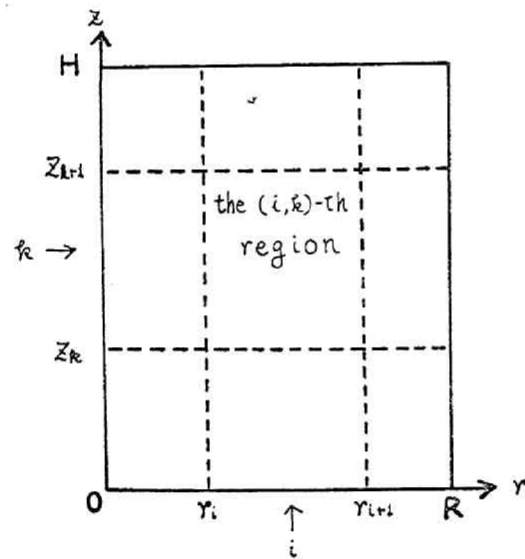
第3-3図 M.E.法による熱中性子束の臨界時
および漸近時の形状



第3-2図 C.E.法による熱中性子束の漸近
分布形状 (m は展開モード数)

m	q_m^s/q_0^s	$\varphi_m^s/q_0^s\varphi_0^s$
0	1.0	0.051915
1	-0.56063	0.041597
2	-0.022749	-0.0016017
3	-0.046304	0.0024628
4	-0.047227	0.00172128
5	0.00244901	-0.000087464

第3-2表 q_m^s/q_0^s と $\varphi_m^s/(q_0^s\varphi_0^s)$ の数値比較



第3-4図 円筒原子炉の幾何形状

$$C_i(r, z, t) = C_i^0(r, z) C_{i00}(t) + \sum_{(m, m') \neq (0, 0)}^{(N_r, N_z)} W_{mm'}(r, z) C_{im m'}(t) \quad (3-26)$$

(3-25), (3-26) 式において固有関数 $W_{mm'}(r, z)$ は次のようになる

$$W_{mm'}(r, z) = A_m J_0(\lambda_m r/R) \sin \frac{m'+1}{H} \pi z \quad (3-27)$$

ただし $A_m = \sqrt{\frac{2}{\pi H}} / \{R J_1(\lambda_m)\}$

λ_m : 第零次ベッセル関数の第 m 次零点。

すなわち 固有関数 $W_{mm'}$ は、次のヘルムホルツ方程式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial W_{mm'}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 W_{mm'}}{\partial z^2} + \lambda_{mm'}^2 W_{mm'} = 0$$

境界条件

$$\left. \frac{\partial W_{mm'}}{\partial r} \right|_{r=0} = W_{mm'} \Big|_{r=R} = W_{mm'} \Big|_{z=0} = W_{mm'} \Big|_{z=H} = 0$$

および正規化条件

$$\int_0^R \int_0^H W_{mm'} W_{nn'} 2\pi r dr dz = \begin{cases} 1 & (m=n, m'=n') \\ 0 & (\text{それ以外}) \end{cases}$$

を満たす。

(3-25), (3-26) 式における関数 $\phi_g^0(r, z)$ および $C_i^0(r, z)$ は定常状態での中性子束および遅発中性子先行核濃度であり 正規直交関数系 $\{W_{mm'}(r, z)\}$ の (N_r, N_z) モードの級数に展開される

$$\phi_g^0(r, z) = \sum_{(m, m')=(0, 0)}^{(N_r, N_z)} g_{mm'}^0 W_{mm'}(r, z),$$

$$C_i^0(r, z) = \sum_{(m, m')=(0, 0)}^{(N_r, N_z)} D_{mm'}^i W_{mm'}(r, z),$$

なお、 $g_{mm'}^0$ は第2章 5-3 の2次元 λ モード計算により直接求めることができる。

(3-25), (3-26) 式を基礎式(1-4), (1-5)に代入し、両辺に $W_{nn'}(r, z)$ をかけ全体系で積分し、次の連立常微分方程式を得る

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{(m, m')=(0,0)}^{(Nr, Nz)} A_{mm'nn'}^g \varphi_{gmm'} + \chi_p (1-\beta) \sum_{g'=1}^G \sum_{(m, m')} F_{mm'nn'}^{g'} \varphi_{g'mm'} \\
 & + \sum_{g' < g} \sum_{(m, m')} S_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'mm'} + \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{d,i}^g \left[D_{nn'}^i C_{i00} + \delta_{nn'} C_{inn'} \right] \\
 & = \frac{\varphi_{nn'}^g}{v^g} \frac{d\varphi_{g00}}{dt} + \frac{\delta_{nn'}}{v^g} \frac{d\varphi_{gnn'}}{dt}, \quad (g=1, \dots, G) \quad (3-28) \\
 & \quad (n, n') = (0, 0), \dots, (Nr, Nz)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \beta_i \sum_{g=1}^G \sum_{(m, m')=(0,0)}^{(Nr, Nz)} F_{mm'nn'}^{g'} \varphi_{g'mm'} - \lambda_i \left[D_{nn'}^i C_{i00} + \delta_{nn'} C_{inn'} \right] \\
 & = D_{nn'}^i \frac{dC_{i00}}{dt} + \delta_{nn'} \frac{dC_{inn'}}{dt}, \quad (i=1, \dots, d) \quad (3-29) \\
 & \quad (n, n') = (0, 0), \dots, (Nr, Nz)
 \end{aligned}$$

(3-28), (3-29)式における係数 $A_{mm'nn'}^g$, $S_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g}$, $F_{mm'nn'}^{g'}$, $D_{nn'}^i$, および $\delta_{nn'}$ は次式により得られる。

$$A_{mm'nn'}^g = \begin{cases} \sum_{(m, m')=(0,0)}^{(Nr, Nz)} \varphi_{nn'}^g a_{mm'nn'}^g, & (n, n') = (0, 0), \\ a_{mm'nn'}^g, & (n, n') \neq (0, 0), \end{cases} \quad (3-30)$$

$$\begin{aligned}
 a_{mm'nn'}^g & = \iint_V (\nabla \cdot D^g \nabla - \Sigma_T^g) W_{mm'} W_{nn'} 2\pi r dr dz \\
 & = A_m A_n \left[\sum_{(i, k)=(1,1)}^{(Nr-g-r, Nr-g-z)} \left\{ \Sigma_T^g + D^g \left(\frac{\lambda_m^2}{R^2} + \frac{(m'+1)^2}{H^2} \pi^2 \right) \right\}_{i,k} \right. \\
 & \quad \cdot \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0\left(\frac{\lambda_m}{R} r\right) J_0\left(\frac{\lambda_n}{R} r\right) 2\pi r dr \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \sin \frac{m'+1}{H} \pi z \sin \frac{n'+1}{H} \pi z dz \\
 & \quad + 2\pi \frac{\lambda_m}{R} \sum_{k=1}^{Nr-g-z} \sum_{i=1}^{Nr-g-r} \Delta_i D_{ik}^g r_i J_1\left(\frac{\lambda_m}{R} r_i\right) J_0\left(\frac{\lambda_n}{R} r_i\right) \\
 & \quad \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \sin\left(\frac{m'+1}{H} \pi z\right) \sin\left(\frac{n'+1}{H} \pi z\right) dz
 \end{aligned}$$

$$- \frac{n+1}{H} \pi \sum_{i=1}^{Nr+1} \sum_{k=1}^{Nr+1} \Delta_k D_{i,k}^g \cos \frac{n'+1}{H} \pi z_k \sin \frac{n'+1}{H} \pi z_k \\ \cdot \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0\left(\frac{\lambda_m}{R} r\right) J_0\left(\frac{\lambda_{n'}}{R} r\right) 2\pi r dr \quad (3-31)$$

$$S_{mm'n'n'}^{g' \rightarrow g} = \begin{cases} \sum_{(m,n')=(0,0)}^{(Nr, Nz)} q_{mm'}^g \cdot \Delta_{mm'n'n'}^{g' \rightarrow g} & (n, n') = (0, 0) \\ \Delta_{mm'n'n'}^{g' \rightarrow g} & (n, n') \neq (0, 0) \end{cases} \quad (3-32)$$

$$\Delta_{mm'n'n'}^{g' \rightarrow g} = A_m A_n \left[\sum_{i,k} (\sum_s^{g' \rightarrow g})_{i,k} \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0\left(\frac{\lambda_m}{R} r\right) J_0\left(\frac{\lambda_{n'}}{R} r\right) 2\pi r dr \right. \\ \left. \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \sin \frac{m'+1}{H} \pi z \cdot \sin \frac{n'+1}{H} \pi z dz \right] \quad (3-33)$$

$$F_{mm'n'n'}^g = \begin{cases} \sum_{(m,n')=(0,0)}^{(Nr, Nz)} q_{mm'}^g f_{mm'n'n'}^g & (n, n') = (0, 0) \\ f_{mm'n'n'}^g & (n, n') \neq (0, 0) \end{cases} \quad (3-34)$$

$$f_{mm'n'n'}^g = A_m A_n \left[\sum_{i,k} (\nu \Sigma_f^g)_{i,k} \int_{r_i}^{r_{i+1}} J_0\left(\frac{\lambda_m}{R} r\right) J_0\left(\frac{\lambda_{n'}}{R} r\right) 2\pi r dr \right. \\ \left. \cdot \int_{z_k}^{z_{k+1}} \sin \frac{m'+1}{H} \pi z \sin \frac{n'+1}{H} \pi z dz \right], \quad (3-35)$$

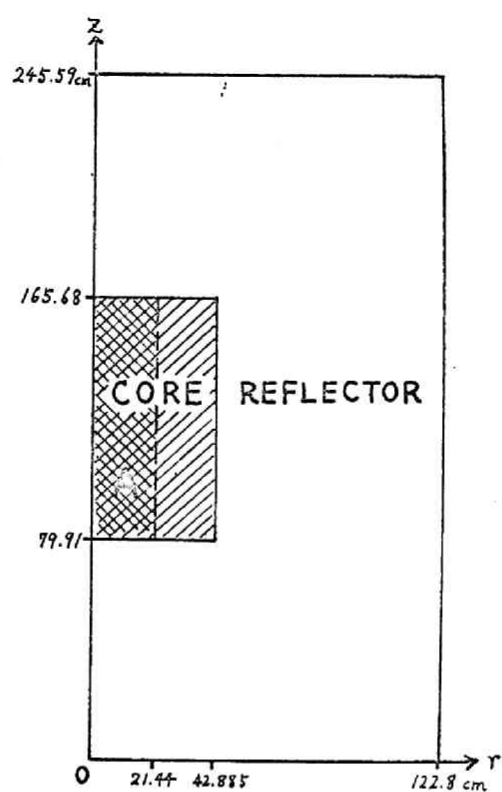
$$\delta_{nn'} = \begin{cases} 0 & (n, n') = (0, 0) \\ 1 & (n, n') \neq (0, 0) \end{cases}, \quad (3-36)$$

ただし、 $(Z)_{i,k}, \dots$ 第 (i,k) 領域の炉常数、

$$\Delta_i D_{i,k}^g = D_{i+1,k}^g - D_{i,k}^g \\ \Delta_k D_{i,k}^g = D_{i,k+1}^g - D_{i,k}^g.$$

2次元空間依存原子炉動特性は (3-28), (3-29)式をルンゲ=クッタ=ジル法のような数値積分法により数値的に解くことにより求められる。上述の方法による計算コードSPFX-2については付録Eに述べる。

計算例として第3-5図に示す円筒状原子炉を考え、2群1遅発中性子近似による出力脱走状態における中性子束の空間的・時間的振舞を計算す



第3-5図 仮想炉(二次元)の構成
(階段状外乱はAの部分に加えられる)

	χ_p	D (cm)		Σ_a (cm ⁻¹)		$\nu\Sigma_f$ (cm ⁻¹)		Σ_s (cm ⁻¹)	
		Core	Reflector	Core	Reflector	Core	Reflector	Core	Reflector
Epi-thermal	1.0	1.19719	1.14602	4.021×10^{-4}	0	2.99614×10^{-4}	0	2.39088×10^{-3}	4.41378×10^{-3}
Thermal	0	0.92744	0.94557	7.393×10^{-3}	3.246×10^{-4}	1.3809×10^{-2}	0		

第3-3表 臨界条件における仮想炉(二次元)の2群炉常数

る。臨界条件での2群炉常数を第3-3表に示す。出力脱走は $t = +0 \text{ msec}$ に炉心中心部(第3-5図のAの部分)に熱群核分裂断面積を階段状に $\delta \nu \Sigma_f^s = 0.00069 \text{ cm}^{-1}$ に増加することにより引起されるとする。動特性パラメタの値は $\nu^f = \infty$, $\nu^s = 2.2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$, $\lambda = 0.08 \text{ sec}^{-1}$, $\beta = 0.0075$ である。第3-6図に $r = 0 \text{ cm}$ の上の $t = 0$ および 40 msec における中性子束の形状を, また第3-7図に $z = 122.8 \text{ cm}$ の上の同様の図を示す。たゞし 展開モード数は, $(N_r, N_z) = (1, 1), (2, 2), (3, 3)$ の場合である。これらの図より, 漸近分布の形状は $(2, 2)$ モードの計算で十分に収束することが判る。第3-8図および3-9図は, $t = 0$ および 11 msec での $r-z$ 平面上の熱中性子束の等高線図である。たゞし, $(N_r, N_z) = (3, 3)$ であり, 熱中性子束を $(r, z) = (0, 122.8)$ での値を1とするように正規化している。 $t = 0$ での状態に比し, $t = 11 \text{ msec}$ での最大中性子束の点は, $z = 122.76 \text{ cm}$ の線上を左の方にわずかに移動する。このことは Aの部分に $\delta \nu \Sigma_f^s$ を印加した効果であると説明できる。

上述の計算例より M.E. 法は少数の展開モード数および短い計算時間で十分な精度の2次元空間依存動特性解析計算に用いられることが示された。

6. M.E 法による内部フィードバック効果を考慮した空間依存原子炉出力脱走動特性の解析

一般的に原子炉出力脱走は, 原子炉の炉常数の摂動により引起される。摂動は, 外部からの強制外乱および内部フィードバックによる摂動に分けられる。すべての炉常数について次のように表わす。

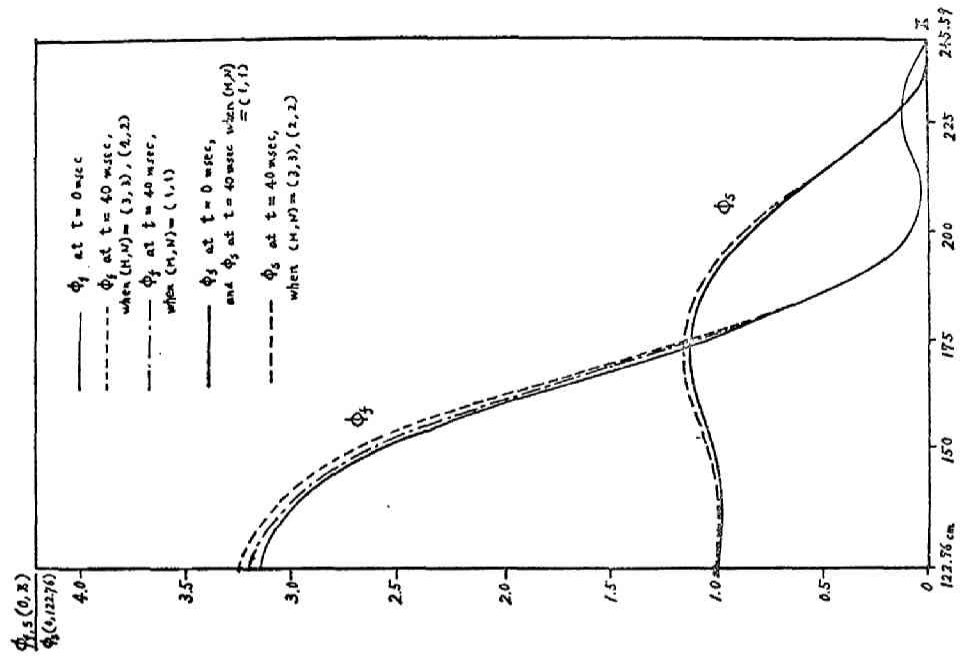
$$\Sigma_T^g = \Sigma_{T0}^g + \delta_s \Sigma_T^g + \delta_F \Sigma_T^g$$

$$\delta_s \Sigma_T^g = \delta_s \Sigma_a^g + \delta_s \Sigma_f^g + \delta_s [D^g (B_T^g)^2]$$

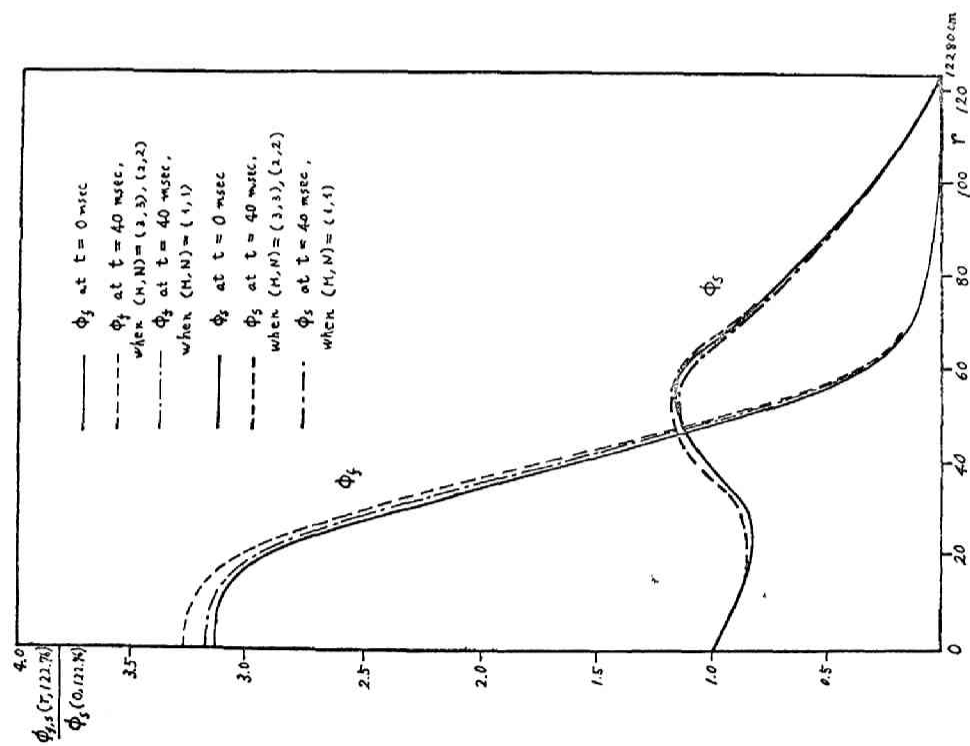
$$\delta_F \Sigma_T^g = \delta_F \Sigma_a^g + \delta_F \Sigma_f^g + \delta_F [D^g (B_T^g)^2]$$

$$\nu \Sigma_f^g = \nu \Sigma_{f0}^g + \delta_s \nu \Sigma_f^g + \delta_F \nu \Sigma_f^g$$

$$\Sigma_s^{g' \rightarrow g} = \Sigma_{s0}^{g' \rightarrow g} + \delta_s \Sigma_s^{g' \rightarrow g} + \delta_F \Sigma_s^{g' \rightarrow g}$$

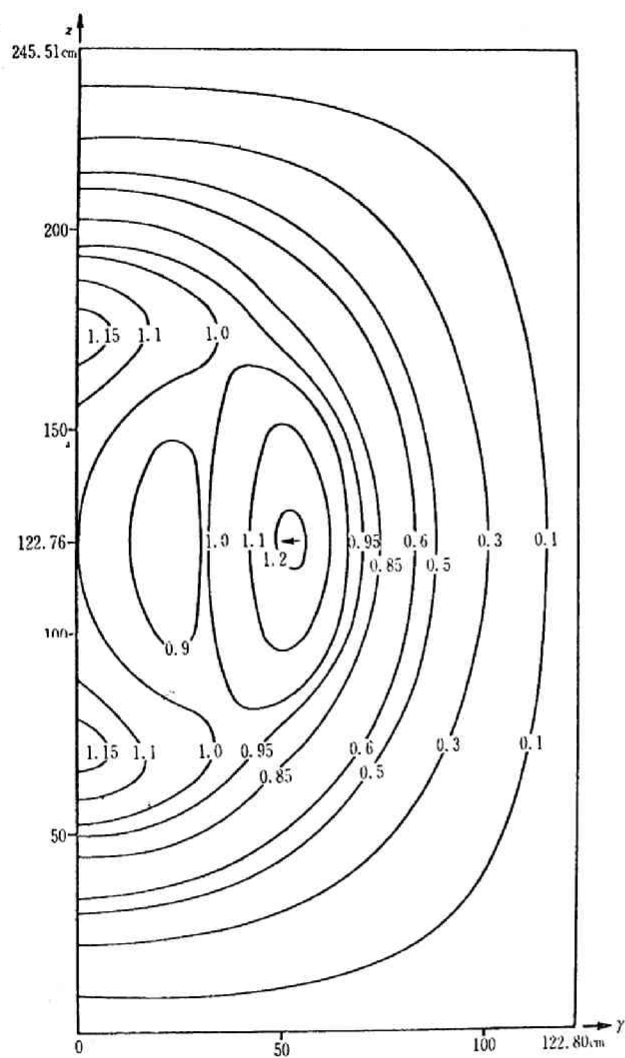


第3-6図 $t=0$ および 40 msec における
直線 $r=0 \text{ cm}$ 上の中性子束の形状
(ϕ_1 : 熱外中性子束, ϕ_2 : 熱中性子束)

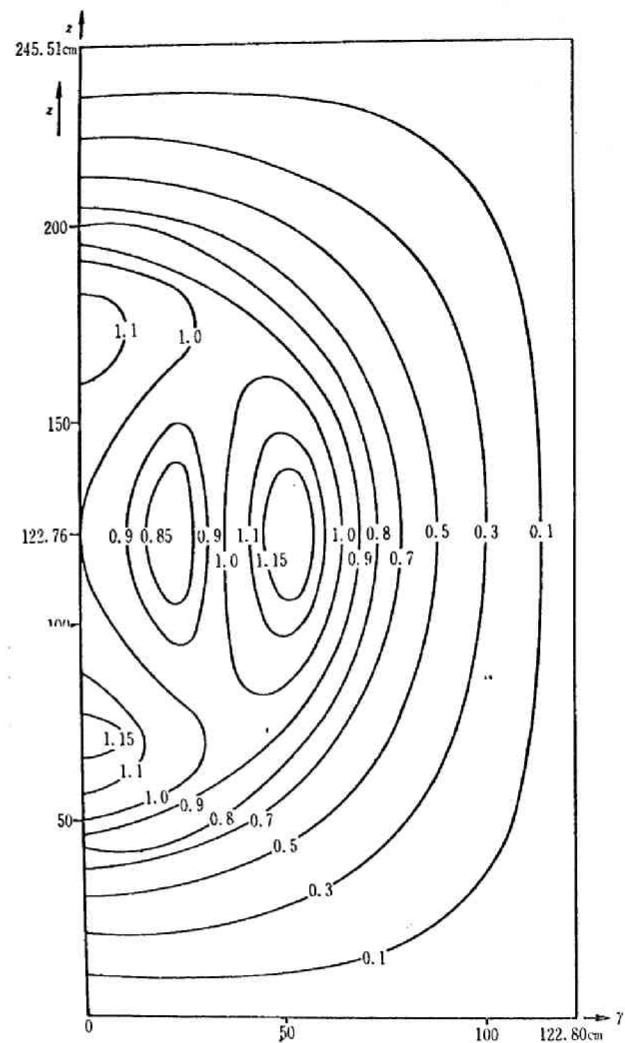


第3-7図 $t=0$ および 40 msec における
直線 $z=122.76 \text{ cm}$ 上の中性子束の形状

(67)



第3-9図 $t = 11 \text{ msec}$ における
熱中性子束の等高線図



第3-8図 $t = 0$ における熱中性子束の
等高線図

$$D^g = D^g_0 + \delta_s D^g + \delta_F D^g \quad (3-37)$$

こゝに、添字0は定常値を表わし 記号 δ_s および δ_F は外部擾乱および内部フィードバック効果を意味する。(3-37)式で定義された炉常数の変化と対応し (3-16)式に定義した係数 A_{mn}^g , F_{mn}^g , $R_{mn}^{g \rightarrow g}$ および D_n^i は次のように表わされる

$$A_{mn}^g = A_{mn}^{g0} + \delta_s A_{mn}^g + \delta_F A_{mn}^g$$

$$F_{mn}^g = F_{mn}^{g0} + \delta_s F_{mn}^g + \delta_F F_{mn}^g$$

$$R_{mn}^{g \rightarrow g} = R_{mn}^{g \rightarrow g, 0} + \delta_s R_{mn}^{g \rightarrow g} + \delta_F R_{mn}^{g \rightarrow g}$$

$$D_n^i = D_n^{i0} + \delta_s D_n^i + \delta_F D_n^i, \quad (3-38)$$

こゝに記号 δ_F を含む項は、出力フィードバックを記述する適当な式により与えられる。

こゝでは ドップラー効果および気泡効果を内部フィードバック効果として考慮した原子炉出力脱走の解析に M.E.法を応用する。この計算を遂行する SPEX-1コードを筆者らは作成した⁽¹⁵⁾が、このコードの説明は付録Dに詳しく述べ、こゝでは、このコードに用いられた解析方法を以下に述べる。

温度および気泡に関する式を次のように定式化する

$$c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = k \sum_{j=1}^G \{ \nu \Sigma_f^j \phi_j(r, t) - \nu \Sigma_{f0}^j \phi_j^0(r) \} - h_f (T_f - T_c), \quad (3-39)$$

$$c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = h_f (T_f - T_c) - h_c T_c \quad (3-40)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = k_v h_c T_c - \frac{1}{\tau_v} V \quad (3-41)$$

ただし、 T_f : 燃料温度の定常値からの偏移

T_c : 被覆温度の定常値からの偏移

V : 気泡率の定常値からの偏移

k : 1核分裂当りの熱発生に相当する定数

c_f : 燃料の熱容量

- c_c : 被覆の熱容量
 h_f : 燃料から被覆への実効熱伝達係数
 h_c : 被覆から冷却材への実効熱伝達係数
 k_v : 冷却材中への単位熱流束当りの気泡生成率
 τ_v : 冷却材中での気泡損失の時定数

早い出力脱走時には燃料から被覆、被覆から冷却材への熱エネルギーの移動は燃料内の発生熱エネルギーに比し非常に小さい。気泡生成率が強く反応度に影響を与える場合には早い過渡状態であっても冷却材への熱流束の変化により生じる気泡率のわずかな変化によるフィードバック効果を見捨てない。またセラミック燃料を用いたときには被覆の熱容量は燃料の熱容量に比し無視できるほど小さく、また出力脱走の炉周期に比し冷却材中の気泡損失の時定数は大きい。以上の考察から(3-39), (3-40), (3-41)式は次のように近似される。

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} \cong \frac{k}{c_f} \sum_{j=1}^G \{ \nu \Sigma_f^j \phi_j(r, t) - \nu \Sigma_{f,0}^j \phi_j^0(r) \} \quad (3-42)$$

$$T_c \cong \frac{h_f}{h_c + h_f} T_f \quad (3-43)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} \cong k_v h_c T_c \quad (3-44)$$

したがって、 T_f および V の近似値は次の形で与えられる。

$$T_f \cong \frac{k}{c_f} \sum_{j=1}^G \int_0^t \{ \nu \Sigma_f^j \phi_j(r, \tau) - \nu \Sigma_{f,0}^j \phi_j^0(r) \} d\tau, \quad (3-45)$$

$$\begin{aligned}
 V &\cong \frac{k_v h_c h_f}{h_f + h_c} \int_0^t T_f d\tau' \\
 &\cong \frac{k k_v h_c h_f}{c_f (h_f + h_c)} \sum_{j=1}^G \int_0^t \int_0^{\tau} \{ \nu \Sigma_f^j \phi_j(r, \tau') - \nu \Sigma_{f,0}^j \phi_j^0(r) \} d\tau' d\tau, \quad (3-46)
 \end{aligned}$$

燃料温度上昇は共鳴エネルギー領域での吸収断面積を、主としてドップラー効果により変化させる。気泡率の変化は、吸収断面積、散乱断面積を変化させるが、気泡効果による散乱断面積の変化は拡散係数に影響するも

のとして、もれの項 $\nabla \delta_F D \nabla \phi$ として計算される。気泡効果による吸収断面積の変化は、 $\delta_F \Sigma^a$ 中としてドップラー効果によるものと同様に計算される。さて 内部フィードバック効果 $\delta_F \Sigma_g^a$ ないし $\delta_F D_g$ は、 T_f ないし V に比例するとし、かつ他の内部フィードバック効果は無視できないほど小とすれば次の関係式を得る

$$\delta_F \Sigma_g^a = \kappa_D^g T_f \cong C_D^g \sum_{j=1}^G \int_0^t \{ \nu \Sigma_f^j \phi^j(r, \tau) - \nu \Sigma_{f0}^j \phi_j^0(r) \} d\tau, \quad (3-47)$$

$$\delta_F D_g = \kappa_V^g V \cong C_V^g \sum_{j=1}^G \int_0^t \int_0^\tau \{ \nu \Sigma_f^j \phi^j(r, \tau) - \nu \Sigma_{f0}^j \phi_j^0(r) \} d\tau' d\tau, \quad (3-48)$$

ただし、係数 κ_D^g , κ_V^g は一定と仮定し また C_D^g , C_V^g は次式で定義される定数である。

$$C_D^g = \frac{\kappa_D^g k}{c_f} \quad (3-49)$$

$$C_V^g = \frac{\kappa_V^g k k_v h_c h_f}{c_c (h_f + h_c)}, \quad (3-50)$$

外部擾乱 δ_s は $t = +0$ に吸収断面積あるいは核分裂断面積に階段状に加わるとする。以上より (3-38) 式の係数 A_{mn}^g , F_{mn}^g , $R_{mn}^{g \rightarrow g}$, および D_n^i は次のようになる

$$\begin{aligned} A_{mn}^g &= A_{mn}^{g0} + \delta_s A_{mn}^g + \delta_F A_{mn}^g \\ F_{mn}^g &= F_{mn}^{g0} + \delta_s F_{mn}^g \\ R_{mn}^{g \rightarrow g} &= R_{mn}^{g \rightarrow g, 0} \\ D_n^i &= D_n^{i0} + \delta_s D_n^i \end{aligned} \quad (3-51)$$

添字 0 あるいは δ_s の項は、(3-16) 式と同様に求められる。 δ_F の項は次のように計算される。

$$\begin{aligned} \delta_F A_{mn}^g &= \sum_{j=1}^G \left[C_D^g \left(\sum_{k=0}^{\infty} P_{kmn}^j I_j^k(t) - \bar{P}_{omn}^j \tau \right) \right. \\ &\quad \left. - C_V^g \left(\sum_{k=0}^{\infty} Q_{kmn}^j J_j^k(t) - \bar{Q}_{omn}^j \frac{t^2}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (3-52)$$

また $m=0$ に対し $\delta_F A_{0n}^3$ は (3-52) 式を用いて,

$$\delta_F A_{0n}^3 = \sum_{k=0}^{\infty} q_k^3 \delta_F A_{kn}^3, \quad (3-53)$$

$$\text{ただし } I_j^k(t) = \int_0^t \varphi_j^k(\tau) d\tau, \quad (3-54)$$

$$J_j^k(t) = \int_0^t \int_0^{\tau} \varphi_j^k(\tau') d\tau' d\tau, \quad (3-55)$$

$$P_{kmn}^j = \sum_{i=1}^{Nrg} (\nu \Sigma_{f,i}^{j0} + \delta_s \nu \Sigma_{f,i}^j) \ll W_k W_m W_n \gg_{Ri} \quad (3-56)$$

$$\begin{aligned} Q_{kmn}^j = & \sum_{i=1}^{Nrg} (\nu \Sigma_{f,i}^{j0} + \delta_s \nu \Sigma_{f,i}^j) \ll \nabla W_k \nabla W_m W_n \gg_{Ri} \\ & + \sum_{i=1}^{Nrb} (\nu \Sigma_{f,i+1}^{j0} + \delta_s \nu \Sigma_{f,i+1}^j - \nu \Sigma_{f,i}^{j0} - \delta_s \nu \Sigma_{f,i}^j) (W_k \nabla W_m W_n)_{r=r_i} \\ & - B_m^2 \sum_{i=1}^{Nrg} (\nu \Sigma_{f,i}^{j0} + \delta_s \nu \Sigma_{f,i}^j) \ll W_k W_m W_n \gg_{Ri}, \end{aligned} \quad (3-57)$$

$$\ll uvw \gg_{Ri} = \int_{r_i}^{r_{i+1}} uvw dr$$

また $k=0$ に対しては, (3-56), (3-57) 式の結果を用いて, P_{0mn}^j , Q_{0mn}^j は次の式で与えられる.

$$P_{0mn}^j = \sum_{k=0}^{\infty} q_k^j \cdot P_{kmn}^j \quad (3-58)$$

$$Q_{0mn}^j = \sum_{k=0}^{\infty} q_k^j \cdot Q_{kmn}^j \quad (3-59)$$

一方, \bar{P}_{kmn}^j , \bar{Q}_{kmn}^j は (3-56), (3-57) 式中の δ_s の項を除く以外は, P_{kmn}^j , Q_{kmn}^j と同様の形で与えられる.

7 空間依存非線形出力脱走の計算例

出力脱走時の原子炉空間依存非線形動特性を, ドップラー効果による内部フィードバックを考慮に入れて SPEX-1 コードにより計算した. 計算対象としては, 4. に述べた平板炉ととり, 同様の外乱が $t=+0$ に

階段状に加わるとした。ドップラーフィードバックによる熱外吸収断面積の変化は、

$$\delta_F \Sigma_a^f = g \int_0^t (\nu \Sigma_f^s \phi_s(r, \tau) - \nu \Sigma_f^{s0} \phi_s^0(r)) d\tau, \quad (3-60)$$

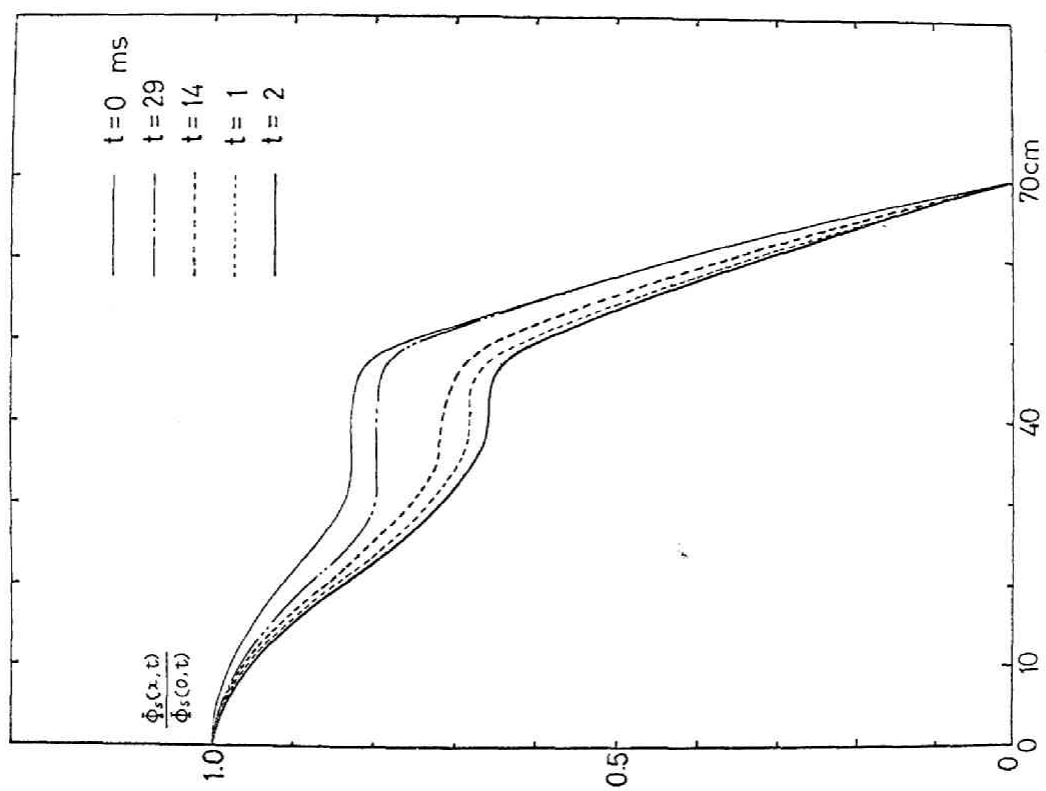
$$g = \frac{K_0^0 k}{c_f},$$

で与えられる。熱中性子束の空間的・時間的振舞を第3-10図、3-11図に示す。たゞしフィードバック係数 g を0.5とし、展開モード数は4とした。第3-10図の臨界モード (critical mode) の曲線は一点近似に相当する。その理由は、臨界分布のみを形状関数として用いているからである。これより外乱領域近傍では一点近似計算による出力密度は出力脱走時の出力密度を過小評価することがわかる。過渡状態での熱中性子束分布の形状の時間依存は第3-11図に示される。外乱が入って2 msec後に熱中性子束分布は漸近分布になるが初期の臨界分布からの歪みはドップラーフィードバックにより徐々に復元する。第3-12図はフィードバック係数 g をパラメータとしたときの、 $r = 0$ cm (炉心中央) での熱中性子束の時間的变化である。

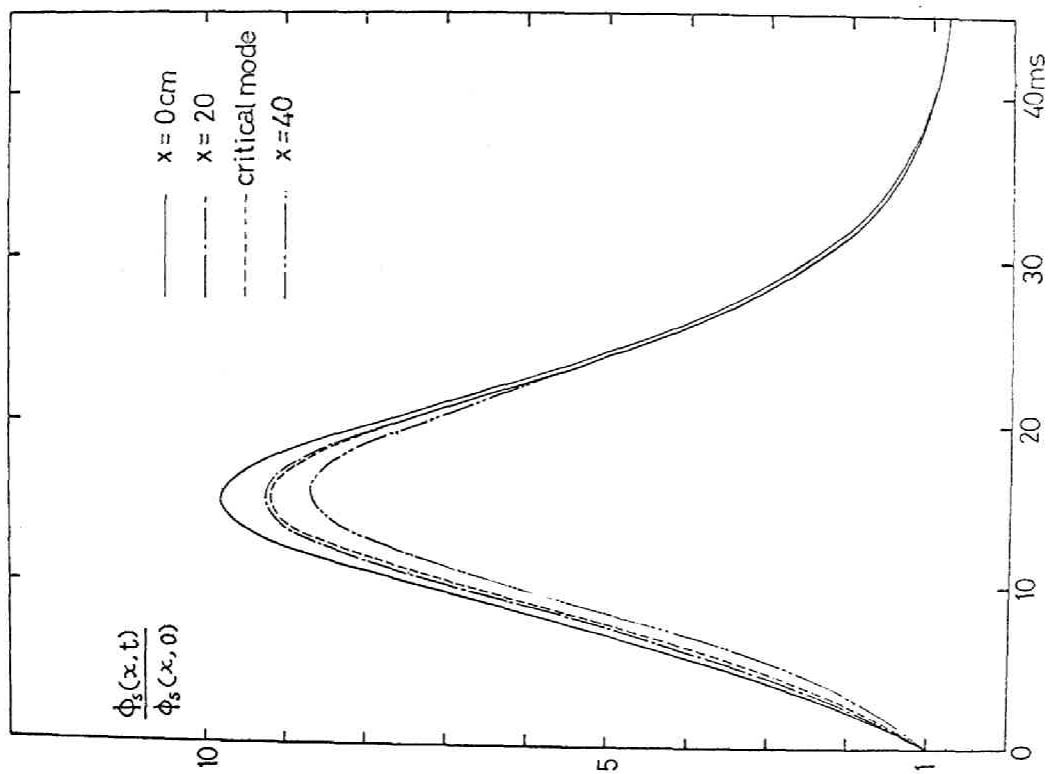
8. 直接法との数値解の比較

4 の平板炉を対象とし、ドップラーフィードバック係数 g を0.001として、局所的に外乱 $\delta_s \nu \Sigma_f^s$ が $t = +0$ で階段状に加わるとしたときの中性子束分布の時間的振舞を第3-4表に示すような2つの場合 (Case AおよびB) につき、SPEX-1コードおよびSTD-2コードを用いて計算した。STD-2コードは空間・時間依存少数群拡散方程式を、空間・時間方向に差分近似により直接積分するコードである。⁽²⁹⁾

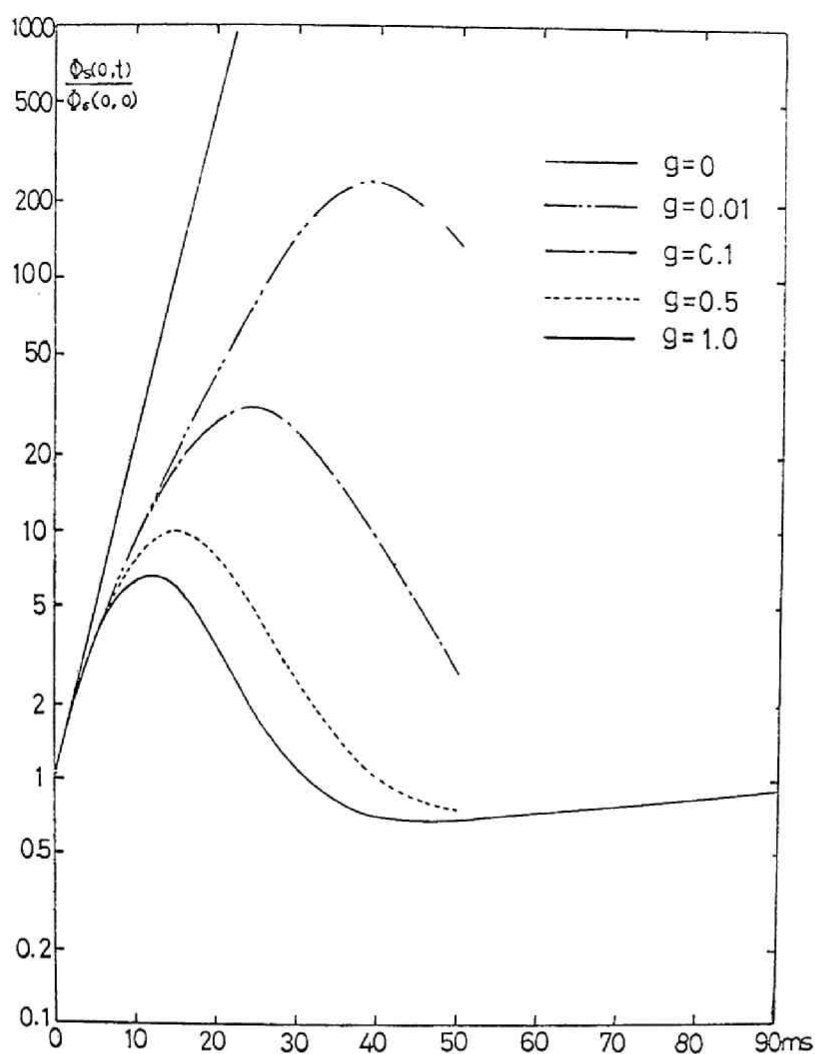
全出力の時間的变化を、Case Aについて第3-13図、Case Bについて第3-14図に示す。また熱中性子束空間分布の数個の時点での形状をCase Aについて、SPEX-1、STD-2コードによる結果を、それぞれ第3-15図、3-16図に示す。Case Bについても同様に第3-17図、第3-18図に示す。いずれの図も両者の方法による計算結果のかなりよい一致を示している。また、SPEX-1コードによる計算は、S



第3-11図 $t = 0, 1, 2, 14$ および 29 msec における
熱中性子束分布形状 ($q = 0.5$)



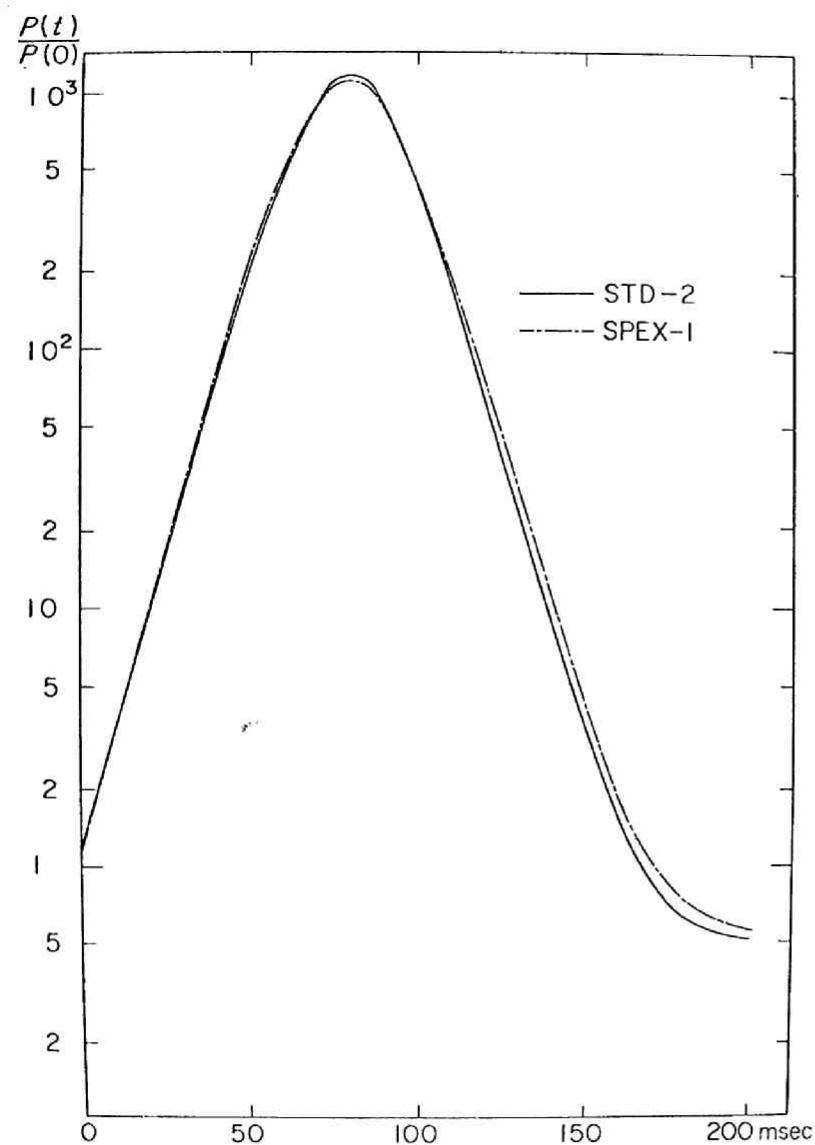
第3-10図 $x = 0, 20$ および 40 cm における正規化
した熱中性子束レベルの時間的レベル ($q = 0.5$)



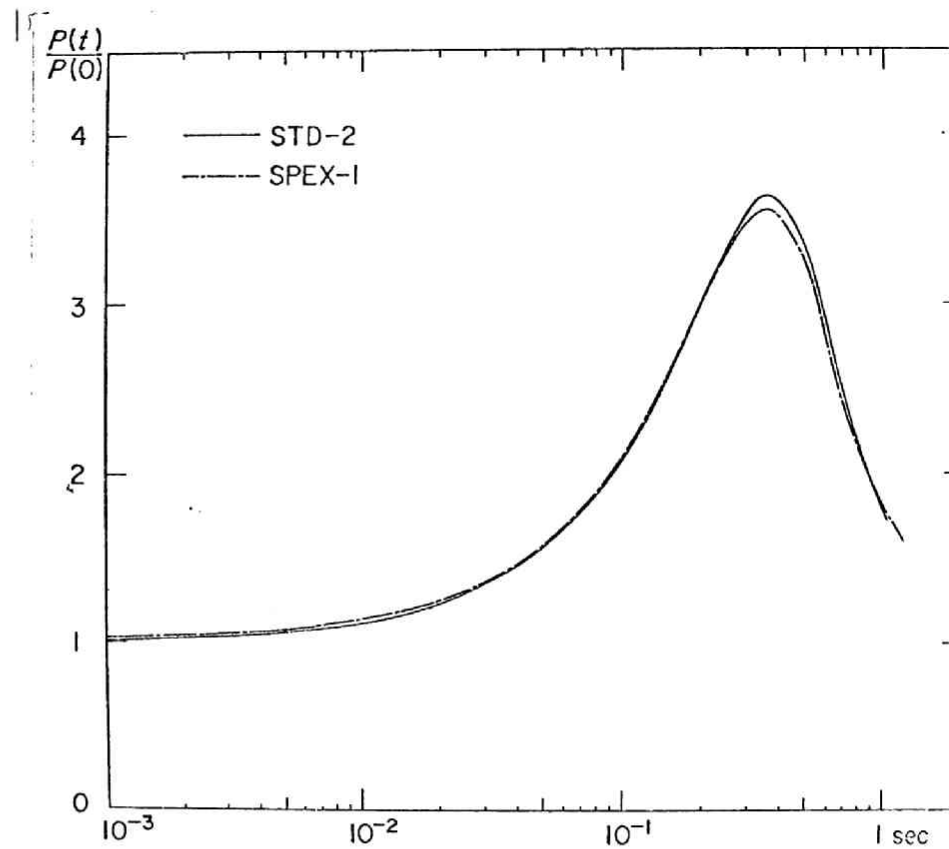
第3-12図 フィードバック係数 g を変えた場合の正規化した熱中性子束レベルの $x=0\text{cm}$ における時間的变化

case	disturbance location	reactivity (dollar)	No.of modes (SPEX-1)	No.of meshes (STD-2)
A	$r=88\text{--}92\text{cm}$	1	6	41
B	$r=88\text{--}92\text{cm}$	10	6	41

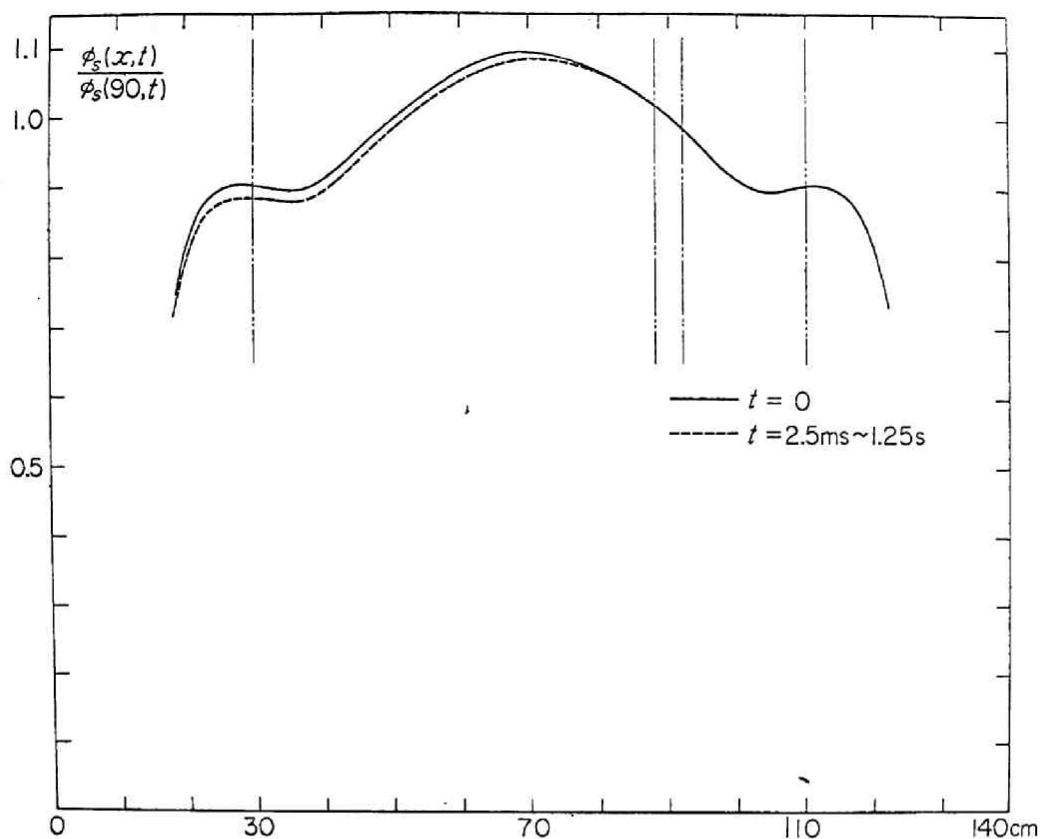
第3-4表 直接法とモード法の比較の計算条件



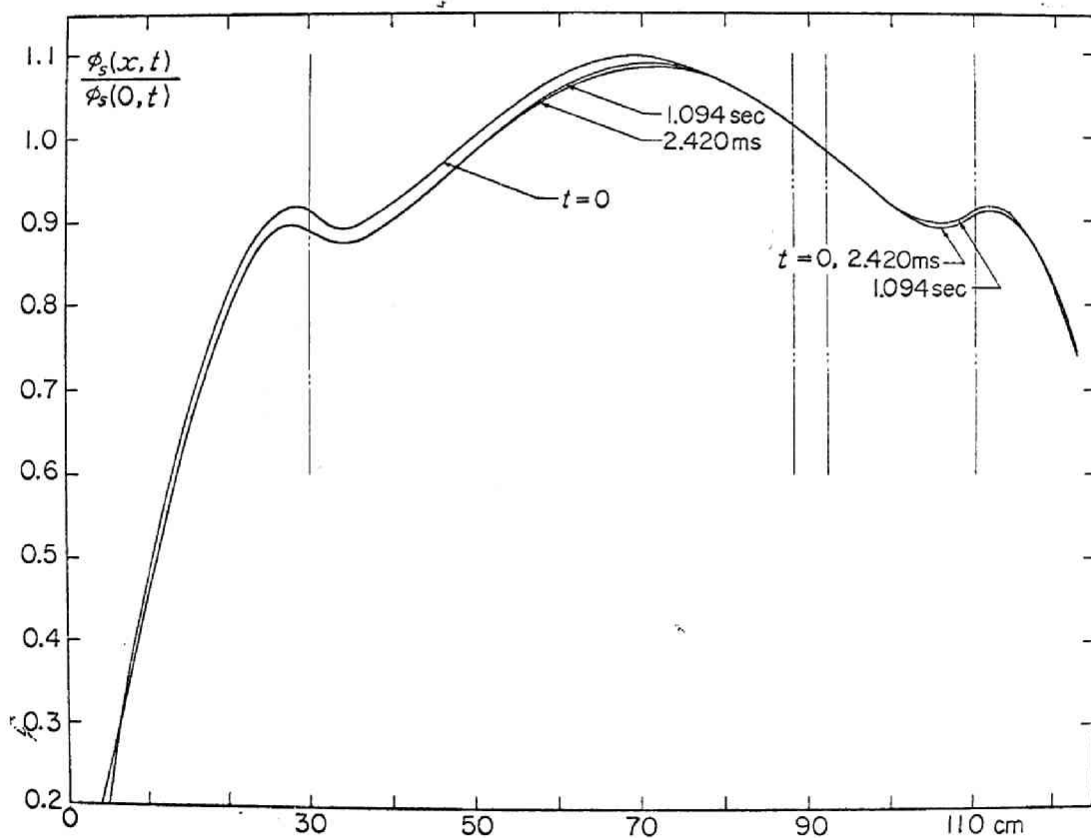
第3-14図 Bの場合の正規化した全出力の時間的变化



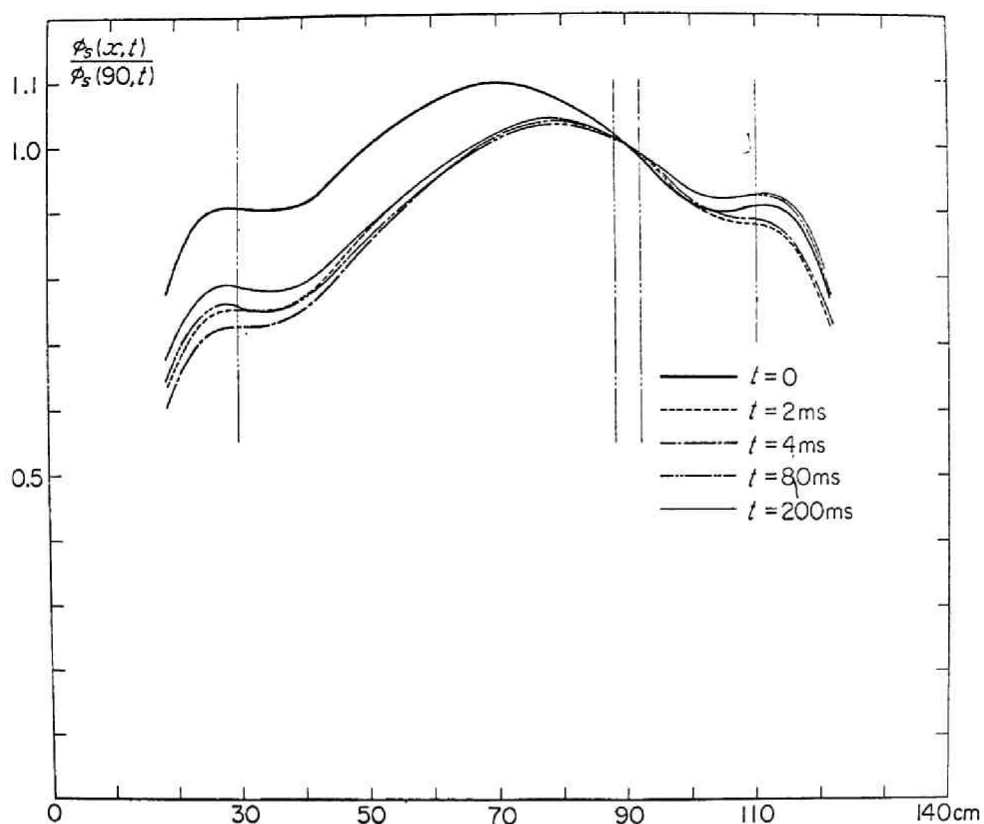
第3-13図 Aの場合の正規化した全出力の時間的变化



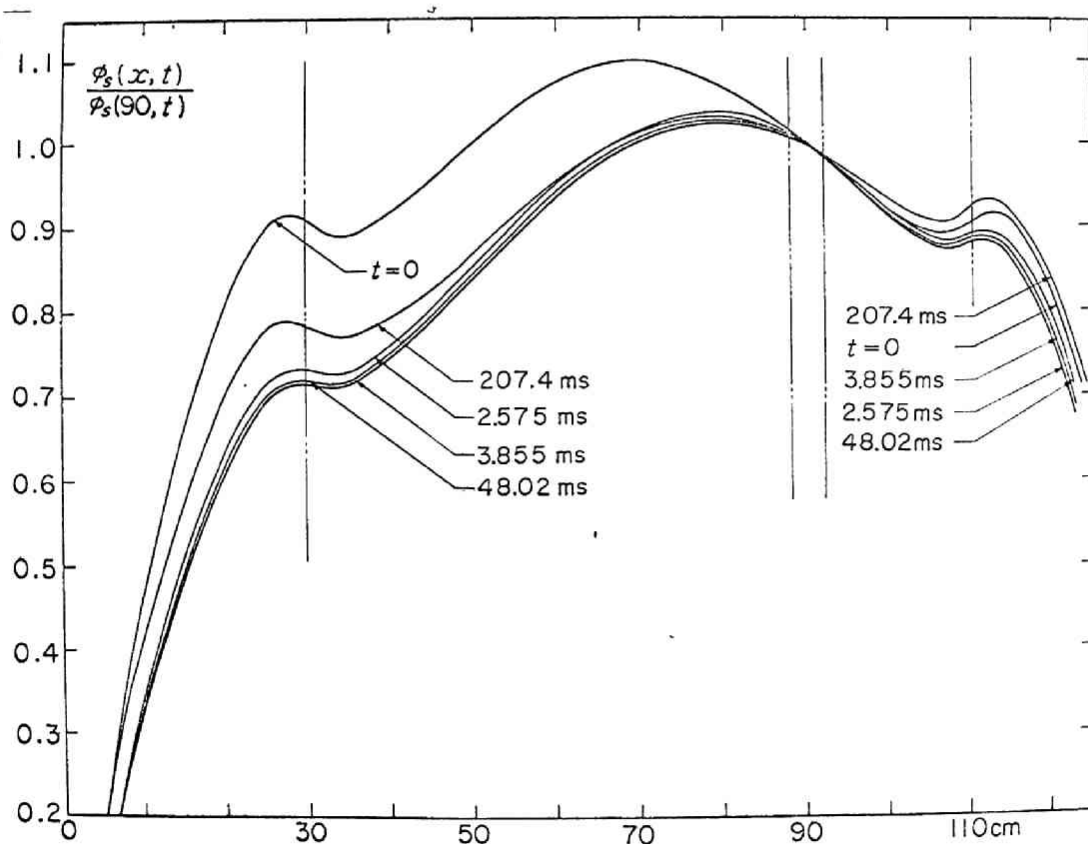
第3-15図 Aの場合の熱中性子束空間分布の時間的变化 (SPEX-1コード)



第3-16図 Aの場合の熱中性子束空間分布の時間的变化 (STD-2コード)



第3-17図 Bの場合の熱中性子束空間分布の時間的变化 (SPEX-1)



第3-18図 Bの場合の熱中性子束空間分布の時間的变化 (STD-2)

TD-2コードに比し、計算時間を約 $1/4$ に短縮できた。

9 結論

反応度事故による原子炉出力脱走解析のために 筆者らは少数群拡散方程式を空間依存性および非線形性を考慮して効率的に解く方法を研究した。通常のヘルムホルツモード展開法は、数学的厳密性と簡単な固有関数の形をもつ利点があるが、多領域炉の場合には実際上有効な精度を得るにはモード数が多くなる欠点がある。筆者らは通常のヘルムホルツモード展開法の収束性を改善し 展開モード数を減少させる手法として変形ヘルムホルツモード展開法を提唱し、空間的に一次元および二次元の場合について数値例で実証した。また、直接法との比較からこの方法が十分よい精度をもち、かつ計算時間を短縮できることを示した。

さらに変形ヘルムホルツモード展開法を応用し 空間依存非線形原子炉出力脱走の近似解析を行なう計算コードSPEX-1を開発した。そして内部フィードバック効果としてドップラー効果を考慮した場合の若干の数値例により その有効性を示した。

以上 反応度事故の場合の出力脱走の近似解析に筆者らの方法は次の利点をもつ。

- (1) 近似解の数学的厳密性と よい収束性をもつ。
- (2) 一点近似モデルと容易に比較できる。
- (3) 中性子束を展開する形状関数の決定が容易である。したがって、フィードバック効果により時間的に中性子束の空間分布が変動する場合にも計算が容易である。

第4章 ナトリウム冷却高速炉の空間依存出力脱走炉心動特性の解析研究

1. 序論

将来の指数関数的エネルギー需要の増大に原子力利用による長期対応のためには、天然ウランやトリウムなどの資源の有効利用をはかる高速増殖炉の開発が急務である。高速増殖炉は早い中性子によって核分裂を行なわせるもので、減速材がなく、燃料装荷量も多くなる。したがって、熱中性子炉と比較して即発中性子の平均寿命が $10^{-6} \sim 10^{-8}$ 秒と小さく、冷却材には減速能力の小さい材料として一般にナトリウムを用いる。また、燃料にプルトニウムあるいはウランニウム233を用いることが前提となるので、遅発中性子の割合 β も小さい。ナトリウム冷却高速炉では一般にナトリウムの熱伝導がよいこともあり出力当りの建設費を低減するために出力密度をできるだけ大きくとるのが普通である。このような構造のため支配的な内部フィードバック効果を与えるものがなく、出力密度が大きいこと、ナトリウムボイドが正のフィードバック効果を与えることなど、動特性、制御安定性の面から多くの問題点がある。そのためドップラー効果、ナトリウムボイド効果その他の内部フィードバック効果の空間的、エネルギー的影響を考慮した詳細な炉心動特性の解析法の確立が、今後の高速炉開発にとりその安全性検討の上から重要である。

この章ではナトリウム冷却高速炉の空間、エネルギー依存炉心動特性の近似解析法の研究と、その計算コード (SPEC-FR) の開発、およびわが国で計画中の高速実験炉、原型炉規模の仮想炉における空間依存炉心動特性の SPEX-1, SPEC-FR コードによる数値的検討について述べる。またハイブリッド計算方式による高速炉の空間依存炉心動特性のシミュレーションについても若干の検討結果を述べる。

以下の章では、2 に高速炉の空間依存炉心動特性の近似解析法と計算コード SPEC-FR について、3 に高速炉の炉心動特性のハイブリッド

ドシミュレーション、4 に高速実験炉の数値例、5 にナトリウムボイド効果を考慮した原型炉規模の仮想体系の数値計算例、6 にドップラーフィードバック効果を考慮したハイブリッドシミュレーションによる仮想炉の数値例、そして、7. に結論を述べる。

2 高速炉の空間依存炉心動特性の近似解析法とSPEC-FRコード

2-1. 序

原子炉の空間依存核熱・流体力学動特性に対する従来の解析法は、断熱近似法 すなわち各時間メッシュ毎に漸近中性子束分布を静的な多群拡散方程式を解いて求めるものであった。この方法によると基本入モードの計算時間が長くなる点、および基本入モードは時間依存中性子束分布のより自然なモード（ナチュラルモード）に一致しない点に欠点があった。⁽³⁰⁾以下に筆者らによるかなり炉周期の短い原子炉の出力脱走の近似解析法について述べる。

核動特性の解析は、 x 軸方向（流れの方向）に複数の領域に分割した多領域原子炉に対する少数群拡散方程式と基礎式とし、各時間メッシュの漸近中性子束分布（基本 ω 固有関数）と漸近逆炉周期（基本 ω 固有値）を変形ヘルムホルツモード展開法により近似的に求めていく一種の準静的近似を用いる。

熱流体力学的には代表的な単流路について解析を行なう。燃料棒内の熱の移動は、 x 軸方向の熱伝導を無視し、動径方向についての熱伝導方程式を差分近似により解析する。なおここでは計算を簡単にするため、燃料棒中心の溶融および燃料枝の熱伝導度、比熱、密度の温度依存は考慮しないことにした。単相流、二相流の動特性は、質量、運動量、エネルギーの3保存則により記述されるが、かなり緩やかな出力脱走を取扱う点と計算時間の経済性の面より運動量積分法に基いた差分近似を用いて解析を行なった。

内部フィードバック効果の計算では各群各領域の炉物理常数が燃料温度、冷却枝温度、気泡量等の変化により変動するというモデルを用いている。

以下には、2-2に核動特性の解析、2-3に熱流体力学動特性の解析、2-4にSPEC-FRコードについて述べる。数値計算例については改めて5に解析結果から得られた結論を含めて述べる。

2-2. 核動特性の解析

核動特性は少数群拡散モデルにより近似解析できる。第4-1図に示すようなZ軸方向に複数個の領域を有する有限円筒炉を解析の対象とする。Z軸方向の各領域における群常数は各時間メッシュ内では一定値とする。第k領域第n時間メッシュの第g群炉常数 Σ_k^g を次のように表わす

$${}_k\Sigma_n^g = {}_k\Sigma_0^g + \delta_k \Sigma_n^g \quad (4-1)$$

ただし、 ${}_k\Sigma_0^g$ は定常状態における値であり、 $\delta_k \Sigma_n^g$ は定常値からの変化分を示す。

各時間メッシュ ($T_n \sim T_{n+1}$) 間の少数群拡散方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left[D_g \frac{\partial}{\partial z} \phi_g(z, t) \right] - \Sigma_T^g \phi_g(z, t) + (1-\beta) \chi_p^g \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^j \phi_j(z, t) \\ + \sum_{i=1}^d \chi_{a,i}^g \lambda_i C_i(z, t) + \sum_{g' < g} \Sigma_s^{g'g} \phi_{g'}(z, t) = \frac{1}{U^g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g(z, t), \\ (g = 1, \dots, G), \end{aligned} \quad (4-2)$$

$$\beta_i \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^j \phi_j(z, t) - \lambda_i C_i(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} C_i(z, t), \quad (i = 1, \dots, d) \quad (4-3)$$

中性子束および遅発中性子先行核濃度は変形ヘルムホルツモード展開法により次のように展開される。

$$\phi_g(z, t) = \psi_g^0(t) \phi_g^0(z) + \sum_{m=1}^M \psi_g^m(t) W_m(z) \quad (4-4)$$

$$C_i(z, t) = C_i^0(t) \xi_i^0(z) + \sum_{m=1}^M C_i^m(t) W_m(z) \quad (4-5)$$

ただし $W_m(z)$ は次のヘルムホルツ方程式および境界条件を満たす第 m 次固有関数である

$$\nabla^2 W_m(z) + B_m^2 W_m(z) = 0, \quad W_m(0) = W_m(H_z) = 0, \quad (m=0, 1, \dots)$$

$\phi_g^0(z)$ は第 g 群中性子束の定常分布形状関数であり, $\xi_i^0(z)$ は第 i 組遅発中性子先行核濃度の定常分布、すなわち、

$$\xi_i^0(z) = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^j \phi_j^0(z)$$

により表わすことができる。形状関数 $\phi_g^0(z)$ は次のようにヘルムホルツ固有関数系に展開しておく

$$\phi_g^0(z) = \sum_{m=0}^M g_m^g W_m(z) \quad (4-6)$$

ただし, $g_m^g = \int_0^{H_z} \phi_g^0(z) W_m(z) dz$

(4-4), (4-5), (4-6) 式を (4-2), (4-3) 式に代入し, $W_n(z)$ を両辺に掛けて原子炉全体で積分することにより 次の連立常微分方程式を得る

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_j^0}{dt} = & \sum_{m=0}^M \left(\frac{A_{m0}^g}{\beta_0^g} v_g \right) \psi_j^m(t) + \chi_p^g (1-\beta) \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^M \left(\frac{F_{m0}^j}{\beta_0^g} v_g \right) \psi_j^m \\ & + \sum_{i=1}^d \left(\chi_{a,i}^g \lambda_i \frac{D_0^i}{\beta_0^g} v_g \right) C_i^0 + \sum_{g' < g} \sum_{m=0}^M \left(\frac{R_{m0}^{g'g}}{\beta_0^g} v_g \right) \psi_j^m, \quad (g=1, \dots, G) \end{aligned} \quad (4-7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_j^n}{dt} = & \sum_{m=0}^M v_g \left(A_{mn}^g - A_{m0}^g \frac{\beta_n^g}{\beta_0^g} \right) \psi_j^n + \chi_p^g (1-\beta) \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^M v_g \left(F_{mn}^j - F_{m0}^j \frac{\beta_n^g}{\beta_0^g} \right) \psi_j^m \\ & + \sum_{i=1}^d \left[\chi_{a,i}^g \lambda_i v_g \left(D_n^i - D_0^i \frac{\beta_n^g}{\beta_0^g} \right) C_i^0 + \chi_{a,i}^g \lambda_i v_g C_i^n \right] \\ & + \sum_{g' < g} \sum_{m=0}^M v_g \left(R_{mn}^{g'g} - R_{m0}^{g'g} \frac{\beta_n^g}{\beta_0^g} \right) \psi_j^m, \quad (g=1, \dots, G; n=1, \dots, M) \end{aligned} \quad (4-8)$$

$$\frac{dC_i^0}{dt} = \beta_i \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^n \left(\frac{F_{m0}^j}{D_0^i} \right) \psi_j^m - \lambda_i C_i^0, \quad (i=1, \dots, d) \quad (4-9)$$

$$\frac{dC_i^n}{dt} = \beta_i \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^M \left(F_{mn}^j - \frac{D_n^i}{D_0^i} F_{m0}^j \right) \psi_j^m - \lambda_i C_i^n, \quad (i=1, \dots, d; n=1, \dots, M) \quad (4-10)$$

ただし 以上の式における係数 A_{mn}^i , F_{mn}^i , $R_{mn}^{0 \rightarrow i}$ および D_n^i は, (3-16), (3-8), (3-9), (3-10) 式と同様にして求められる。

(4-7) 式より (4-10) 式までをまとめると次式で表わされる

$$A \times = \frac{d}{dt} \times \quad (4-11)$$

ただし $\times = \text{col} (\psi_1^0, \dots, \psi_1^M, \dots, \psi_g^0, \dots, \psi_g^M, \dots, C_1^0, \dots, C_1^M, \dots)$

また 行列 A は (4-7) 式より (4-10) 式までの係数の作る行列である。
こゝで, 時間区間 $[T_n, T_n + \Delta t = T_{n+1}]$ における次の準静的近似を考える。
この時間区間内での中性子束分布は, (4-11) 式の係数行列 A_n (n : 第 n 時間区間を示す) の基本固有値問題

$$A_n \times_{no} = \omega_{no} \times_{no} \quad (4-12)$$

から求められる。(4-12) 式の固有値方程式は群拡散方程式 (4-2), (4-3) 式の ω_{α} 固有値問題の近似方程式であり, QR 法および逆反復法により数値的に効率的に計算される。(4-12) 式から求められた \times_{no} よりこの時間区間内での漸近中性子束分布 (基本 ω_{α} 固有関数) が容易に求められる。時間区間 (T_n, T_{n+1}) では直ちに基本 ω_{α} モードに漸近するという上述の仮定は, 後述の 4. における高速実験炉 JFE R の数値計算例より明らかなごとく, 高速炉の過渡状態においては十分正しい仮定である。一方, この時間区間内における全体的な出力レベルの変動は, 通常の一点近似式に従うとする

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\ell} n + \sum_{i=1}^d \lambda_i C_i, \quad (4-13)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\ell} n - \lambda_i C_i, \quad (i=1, \dots, d), \quad (4-14)$$

たゞし (4-13), (4-14) 式における動特性パラメタのうち λ_i, β_i は与えられておく。また、平均寿命 λ は過渡状態においても定常時の値と殆んど変わらないので、定常状態で計算した値を用いる。しかし、 (T_n, T_{n+1}) 区間における反応度 ρ は、(4-12) 式の基本固有値 ω_{n0} が、一点近似式 (4-13), (4-14) 式の基本固有値と等しくなるように選ぶ。反応度 ρ を前述のように決めたのち、さらに (4-13), (4-14) 式の高次の固有値 $\omega_{n1}, \omega_{n2}, \dots, \omega_{nd}$ と、これらの固有値 $\omega_{ni} (i=0, 1, \dots, d)$ に対応する固有ベクトル η_{ni} を求めると、(4-13), (4-14) 式の解は次のように表わされる。

$$\begin{pmatrix} n(t) \\ \vdots \\ c_i(t) \\ \vdots \end{pmatrix} = b_{n0} \eta_{n0} e^{\omega_{n0}(t-T_n)} + b_{n1} \eta_{n1} e^{\omega_{n1}(t-T_n)} + \dots + b_{nd} \eta_{nd} e^{\omega_{nd}(t-T_n)} \quad (4-15)$$

たゞし、 $b_{n0}, b_{n1}, \dots, b_{nd}$ は、 $t = T_n$ における初期条件 $n(T_n), c_i(T_n)$ より次式を解いて求められる

$$\begin{pmatrix} n(T_n) \\ \vdots \\ c_i(T_n) \\ \vdots \end{pmatrix} = b_{n0} \eta_{n0} + b_{n1} \eta_{n1} + \dots + b_{nd} \eta_{nd} \quad (4-16)$$

以上より時間区間 (T_n, T_{n+1}) における (4-11) 式の中性子束に関する成分ベクトル $X_n^+(t-T_n)$ は、上述の準静的近似により、

$$X_n^+(t-T_n) = a_{n0} X_{n0}^+ \{ b_{n0} \eta_{n0} e^{\omega_{n0}(t-T_n)} + b_{n1} \eta_{n1} e^{\omega_{n1}(t-T_n)} + \dots + b_{nd} \eta_{nd} e^{\omega_{nd}(t-T_n)} \} \quad (4-17)$$

と表わされる。たゞし、 $\eta_{n0}, \eta_{n1}, \dots, \eta_{nd}$ はそれぞれ $\eta_{n0}, \eta_{n1}, \dots, \eta_{nd}$ の第 1 行成分であり、 X_{n0}^+ は (4-12) 式の基本 ω_{n0} 固有関数のうち中性子束に関する成分ベクトルであり、また、正規化係数 a_{n0} は、 X_{n-1}^+ の最終値 $X_{n-1}^+(T_{n-1} + \Delta t)$ から求められる出分積分値が、(4-17) 式において $t = T_n$ とした $X_n^+(0)$ から求められる出分積分値と等しいという条件から求められる。また、出力積分値は次のようにして求める。

$$\int_T P(z) dz = \sum_{j=1}^G \int_T v \sum_i \phi_j(z, t) dz$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{j=1}^G \int_V \nu \Sigma_f^j [\phi_j^0(z) \psi_j^0(t) + \sum_{m=1}^M W_m(z) \psi_j^m(t)] dz \\
&= \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^M P_{mj} \psi_j^m(t) \quad (4-18)
\end{aligned}$$

ただし,

$$P_{mj} = \begin{cases} \int_V \nu \Sigma_f^j W_m(z) dz = \sum_{k=1}^{Nrg} \nu \Sigma_{f,k}^j \int_{z_k}^{z_{k+1}} W_m(z) dz, & (m \neq 0) \\ \int_V \nu \Sigma_f^j \phi_j^0(z) dz = \sum_{m=0}^M g_m^j P_{mj} & (m=0). \end{cases}$$

上述の準静的方法によれば、通常のモード法による解析に比し 各モード成分の初期値を求めるために必要な随伴固有値問題の数値計算が不要となり、有利である。

核動特性は以上の方法により近似解析され、さらに代表的流路の熱発生率は次式により求められる。

$$Q_n(z, t) = q \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_f^j(z, t) [\phi_j^0(z) \psi_j^0(t) + \sum_{m=1}^M W_m(z) \psi_j^m(t)], \quad (4-19)$$

ただし、独立変数 z, t は次の区間での値である。

$$z_k \leq z \leq z_k + \Delta z = z_{k+1}, \quad T_n \leq t \leq T_n + \Delta t = T_{n+1}$$

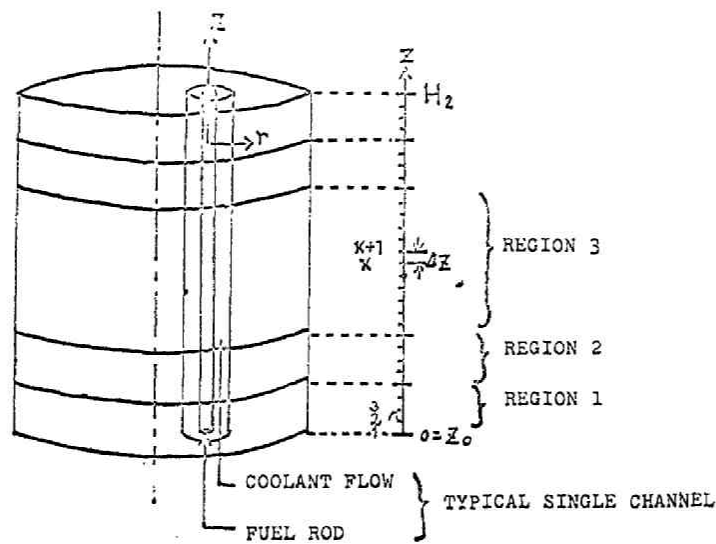
また、 q は核分裂率から熱発生率への変換係数であり $\nu \Sigma_f^j$ の値は第 n 時間メッシュ、第 k 領域内で一定値を保つと仮定する

2-3. 熱・流体力学動特性の解析

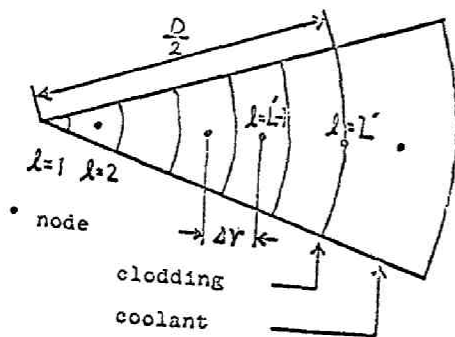
解析モデル

熱・流体力学動特性解析は 第4-1図に示す代表的な単流路を対象とし、単流路を第4-2, 4-3図に示すように動径方向および z 軸方向にメッシュ分割し、有限差分法により解析する。被覆材の熱伝導度は、燃料材の熱伝導度にはるかに大きくなるので、被覆材の内、外部表面間の温度差は無視し、ボンド・ギャップ間の影響を含め、等価熱抵抗により代表する。また、簡単のために燃料材の熱伝導度、比熱、密度の温度依存性を無視する。

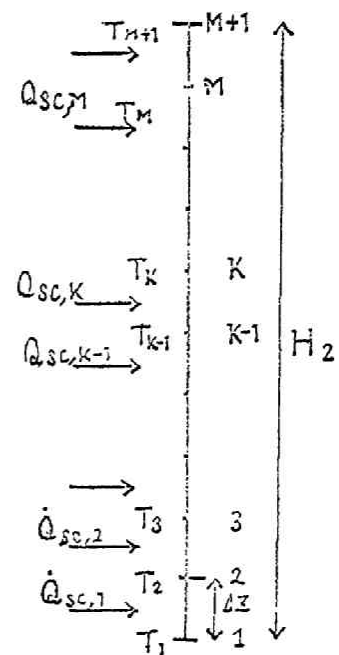
単流路の熱・流体力学動特性の基礎方程式は、燃料棒内での熱伝導方



第4-1図 有限円筒炉の形状



第4-2図 単流路の動径方向のメッシュ分割図



第4-3図 単流路のZ軸方向のメッシュ分割図

程式 (1-61) および燃料棒中心での境界条件 (1-62) 式, 冷却材チャンネル内での流体について質量保存則 (1-66), 運動量保存則 (1-67), エネルギー保存則 (1-68), さらに被覆と冷却材の境界における次の境界条件で与えられる

$$\phi(z, t) = h(G, T_c) [T_s(z, t) - T_c(z, t)] \quad (4-20)$$

ただし, $T_s(z, t)$ は被覆温度, $T_c(z, t)$ は冷却材温度, $h(G, T_c)$ は被覆材と冷却材の間の熱伝達係数である。過渡計算における燃料温度, 冷却材温度等の初期条件は定常計算の結果を用い, また 入口冷却材温度一定の境界条件と, 出口冷却材圧力を $p_0 \exp(\omega_0 t)$ なる関数形で変化すると仮定する。ただし, ω_0 はポンプ故障時の時定数を表わす。

二相流に対しては簡単のために次の仮定を用いる

- (1) 予冷沸騰を無視する。しかし 冷却材の過熱は考慮できるようにする。
- (2) すべり比を 1 にする。
- (3) 沸騰開始後は, 気相と液相の間に熱平衡が保たれ 気相, 液相の温度は共に飽和温度に等しい。
- (4) 飽和温度, および液相, 気相の密度比は各々軸メッシュにおいて過渡状態においても, 定常の値のまゝとする

上述の仮定のうちいくつかは実際の二相流の解析としては不適当であるがナトリウムの気泡生成が空間依存核動特性に及ぼす影響の検討が本来の筆者らの目的であるので, 上述のかなり単純化した二相流モデルを用いて, 気泡の基礎的な振舞を記述することですと判断した。

定常計算

○ 定常熱発生率 $\psi_g^0(0) = 1 (g = 1, 2, \dots, G), \psi_g^m(0) = 0 (m = 1, 2, \dots, M; g = 1, 2, \dots, G)$ を (4-19) 式に代入し, 単位燃料体積当りの定常熱発生率 $\dot{Q}^0(z, 0)$ は次式で与えられる。

$$\dot{Q}^0(z, 0) = \rho \sum_{j=1}^G v \Sigma_f^j \phi_j^0(z) \quad (4-21)$$

○ 定常冷却材温度 入口冷却材温度を $T_{c,i}^0$ とすると, 入口冷却材エンタルピー H_i^0 は,

$$H_i^0 = c_c T_{c,i}^0 \quad (4-22)$$

であり、第 k メッシュ（ z 軸方向）の冷却材エンタルピー H_k° は、次式で与えられる

$$H_k^\circ = H_{k-1}^\circ + \frac{1-f}{f} \Delta z \{ \dot{Q}^\circ(z_{k+1}) + \dot{Q}^\circ(z_k) \} / 2 G^\circ \quad (4-23)$$

ただし、 c_c は冷却材の比熱、 G° は定常冷却材流量率、 f は炉心全体積に占める冷却材の体積の比率である。第 k メッシュの定常冷却材温度 $T_{c,k}^\circ$ は次式で与えられる

$$T_{c,k}^\circ = H_k^\circ / c_c \quad (4-24)$$

○定常燃料温度 z 軸方向第 k メッシュの被覆、燃料表面、第 l 動径方向メッシュの燃料棒内のそれぞれの温度 $T_{s,k}^\circ$ 、 $T_{f,k,l+1}^\circ$ 、 $T_{f,k,l}^\circ$ は次式のように与えられる

$$T_{s,k}^\circ = T_{c,k}^\circ + (D/4k_k) \dot{Q}_k^\circ \quad (4-25)$$

$$T_{f,k,l+1}^\circ = T_{s,k}^\circ + (R_c D/4) \dot{Q}_k^\circ \quad (4-26)$$

$$T_{f,k,l}^\circ = T_{f,k,l+1}^\circ + (2l+1)(\Delta r)^2 \dot{Q}_k^\circ / 4k_f \quad (4-27)$$

ただし D は燃料棒直径、 R_c は燃料表面と被覆間の単位面積当りの熱抵抗、 Δr は動径方向のメッシュの長さである。

○定常圧力 冷却材出口と第 k メッシュの間の圧力差は、重力による静圧 $P_{s,k}^\circ$ 、流体の摩擦抵抗による圧力 $P_{f,k}^\circ$ 、加速圧 $P_{a,k}^\circ$ の和よりなる。これは次式により与えられる。

$$P_{s,k}^\circ = \sum_{k'=k}^{L+1} \frac{P_{c,k'+1} - P_{c,k'}}{2} \Delta z / 1034 \quad (4-28)$$

$$P_{f,k}^\circ = \sum_{k'=k}^{L+1} \frac{1}{2} \left[\frac{f_{sp}^{k'+1} (G^\circ)^2}{2g D_h \rho_{c,k'+1}} + \frac{f_{sp}^{k'} (G^\circ)^2}{2g D_h \rho_{c,k'}} \right] \Delta z / 1034 \quad (4-29)$$

$$P_{a,k}^\circ = \left[\frac{(G^\circ)^2}{g \rho_{c,k+1}} - \frac{(G^\circ)^2}{g \rho_{c,k}} \right] / 1034 \quad (4-30)$$

ただし $\rho_{c,k}$ 、 G° 、 f_{sp}^k は $z = z_k$ における冷却材密度、冷却材流量率、摩擦係数である。

過渡計算

過渡計算においては 各時間メッシュ内で冷却板の物性値は一つ前の時間ステップの値を用いる。時間 $t = T_{n-1}$ でのすべての従属変数と物性値が与えられているとし、次の $t = T_{n-1} + \Delta t = T_n$ での数値解を以下の順序により求める

(1) 熱発生率 (4-19) 式により計算する

(2) 燃料温度 有限差分法により 以下の式が熱伝導方程式 (1-61) および境界条件 (4-20) 式より導かれる

燃料中心温度は、

$$T_{f,k,1}^n = \left(1 - \frac{4}{M'}\right) T_{f,k,1}^{n-1} + \frac{4}{M'} T_{f,k,2}^{n-1} + \frac{Q_{k,1}^n + Q_{k,1}^{n-1}}{2} \frac{\Delta t}{\rho_f c_f} \quad (4-31)$$

$$\text{ただし、 } M' = \frac{(\Delta r)^2 \rho_f c_f}{k_f \Delta t}$$

燃料の第 (l, k) メッシュの温度は、

$$T_{f,k,l}^n = \frac{1}{M'} \frac{2l-1}{2l} T_{f,k,l-1}^{n-1} + \left(1 - \frac{2}{M'}\right) T_{f,k,l}^{n-1} + \frac{1}{M'} \frac{2l+1}{2l} T_{f,k,l+1}^{n-1} + \frac{Q_{k,l}^n + Q_{k,l}^{n-1}}{2} \frac{\Delta t}{\rho_f c_f} \quad (4-32)$$

燃料表面の温度は、

$$T_{f,k,L'+1}^n = C_1 (T_{f,k,L'}^n + T_{f,k,L'}^{n-1}) + C_2 T_{f,k,L'+1}^{n-1} + C_3 T_{c,k}^{n-1} + C_4 (Q_{k,L'}^n + Q_{k,L'}^{n-1}) \quad (4-33)$$

$$\text{ただし、 } C_1 = (4L' + 2) / A',$$

$$C_2 = (-2 - 4L' - 4L'S - 4S + 4L'M' + 3M') / A',$$

$$C_3 = 2(L' + 1)S / A',$$

$$C_4 = \frac{M(4L' + 3)}{A'} \frac{\Delta t}{2\rho_f c_f},$$

$$A' = 4L' + 2 + 4L'S + 4S + 4L'M' + 3M',$$

$$S = h_{s,k}^{n-1} \Delta t / k_f,$$

$$h_{s,k}^{n-1} = h_{k,k}^{n-1} / (1 + R_c h_{k,k}^{n-1})$$

被覆温度は、

$$T_{s,k}^n = \frac{R_c h_{k,k}^{n-1} T_{c,k}^{n-1} + T_{f,k,L'+1}^{n-1}}{1 + R_c h_{k,k}^{n-1}} \quad (4-34)$$

(3) 冷却材温度, クオリティ, 気泡率, 密度

エネルギー保存則 (1-68) 式は近似的に次式で表わされる

$$\rho_c c_c \left(\frac{\partial T'}{\partial t} + v \frac{\partial T'}{\partial z} \right) = r \phi(z, t) \quad (4-35)$$

ただし, T' は仮想的冷却材温度, c_c は冷却材比熱, v は冷却材流速である。
(4-35) 式の有限差分近似により次の方程式が導かれる

$$\rho_{c,k}^{n-1} c_c \frac{T_k'^n - T_k'^{n-1}}{\Delta t} + c_c G_k^{n-1} \frac{T_k'^n - T_{k-1}^n}{\Delta z} = r h_k^{n-1} (T_{s,k}^n - T_{c,k}^{n-1}), \quad (4-36)$$

したがって, (4-36) 式より仮想温度 $T_k'^n$ は,

$$T_k'^n = \left[\frac{G_k^{n-1}}{\Delta z} / \left(\frac{\rho_{c,k}^{n-1}}{\Delta t} + \frac{G_k^{n-1}}{\Delta z} \right) \right] T_{k-1}^n + \left[\frac{\rho_{c,k}^{n-1}}{\Delta t} / \left(\frac{\rho_{c,k}^{n-1}}{\Delta t} + \frac{G_k^{n-1}}{\Delta z} \right) \right] T_k'^{n-1} \\ + \left[r \frac{h_k^{n-1}}{c_c} / \left(\frac{\rho_{c,k}^{n-1}}{\Delta t} + \frac{G_k^{n-1}}{\Delta z} \right) \right] (T_{s,k}^n - T_{c,k}^{n-1}) \quad (4-37)$$

上述のごとく求められた $T_k'^n$ より冷却材温度 $T_{c,k}^n$, クオリティ x_k^n , 気泡率 α_k^n , 密度 $\rho_{c,k}^n$ は次のように計算される

(i) $T_k'^n < T_{sat,k}$ の場合 (液相)

$$T_{c,k}^n = T_k'^n, \quad x_k^n = 0, \quad \alpha_k^n = 0, \quad \rho_{c,k}^n = \rho_{s,k}^n$$

(ii) $T_{sat,k} < T_k'^n < T_{sat,k} + \Delta h_{ev,k} / c_s$ (= 相流)

$$T_{c,k}^n = T_{sat,k}, \quad x_k^n = \frac{c_s (T_k'^n - T_{sat,k})}{\Delta h_{ev,k}}, \quad \alpha_k^n = \frac{\beta_k x_k^n}{1 + x_k^n (\beta_k - 1)},$$

$$\rho_{c,k}^n = \rho_{s,k}^n [1 - \alpha_k^n (1 - 1/\beta_k)],$$

(iii) $T_k'^n > T_{sat,k} + \frac{\Delta h_{ev,k}}{c_s}$ (気相)

$$T_{c,k}^n = T_{sat,k} + (c_s / c_g) (T_k'^n - T_{sat,k} - \frac{\Delta h_{ev,k}}{c_s}),$$

$$x_k^n = 1, \quad \alpha_k^n = 1, \quad \rho_{c,k}^n = \rho_{s,k}^n / \beta_k,$$

ただし, $T_{sat,k}$ は第 k メッシュ冷却材飽和温度であり, $\Delta h_{ev,k}$ は冷却材蒸発潜熱, β_k は冷却材の液相および気相の密度比, c_s は冷却材液相の比熱, ρ_s は冷却材液相の密度である。上述の計算においては β_k , $T_{sat,k}$, $\Delta h_{ev,k}$

は過渡状態においても定常時の値と同一とする。

(4) 冷却枝流量計算

有限差分法により質量保存則 (1-66) 式は次のようになる

$$\frac{\rho_{s,k}^n - \rho_{s,k}^{n-1}}{\Delta t} + \frac{G_k^n - G_{k-1}^n}{\Delta z} = 0 \quad (4-38)$$

(4-38) 式より流量率 G_k^n は次のようになる

$$G_k^n = G_{k-1}^n + \sigma_k^n = G_1^n + \sum_{k'=1}^k \sigma_{k'}^n = G_1^n + \eta_k^n \quad (4-39)$$

ただし $\sigma_k^n = \frac{\Delta z}{\Delta t} (\rho_{c,k}^{n-1} - \rho_{c,k}^n)$,

$$\eta_k^n = \sum_{k'=1}^k \sigma_{k'}^n$$

(4-39) 式より第 n 時間ステップでの平均流量 \hat{G}_n は,

$$\hat{G}_n = G_1^n + \frac{1}{2H_z} \sum_{k=1}^{L+1} (\eta_{k+1}^n + \eta_k^n) \Delta z \quad (4-40)$$

となる。一方, \hat{G}_n は $t = T_{n-1}$ での値より, 次式により外挿して与えることができる。

$$\hat{G}_n = \hat{G}^{n-1} + \frac{d\hat{G}^{n-1}}{dt} \Delta t \quad (4-41)$$

ただし, $\frac{d\hat{G}^{n-1}}{dt}$ の値は, (5) で述べるように運動量積分法により数値的に計算される。したがって G_1^n および G_k^n は (4-40), (4-39) 式により求めることができる。

(5) 平均流量率の時間勾配 $\frac{d\hat{G}^n}{dt}$ と圧力分布の計算

$\frac{d\hat{G}^n}{dt}$ の値は 次のようにして運動量保存則 (1-67) 式の積分により求められる。

$$\frac{d\hat{G}}{dt} = \frac{1}{H_z} [\Delta p(t) - F] \quad (4-42)$$

$$\text{ただし, } \hat{G} = \frac{1}{H_z} \int_0^{H_z} G dz \quad (4-43)$$

$$F = \left. \frac{G^2}{\rho_c} \right|_0^{H_z} + g \int_0^{H_z} \left(\rho_c + \frac{f_{sp} G |G|}{2g \rho_c D_h} \right) dz \quad (4-44)$$

第 k メッシュにおける静圧と摩擦圧勾配の和 F_{gr}^k は (4-44) 式の積分により次のように求められる

$$F_{gr}^k = \frac{f_{sp}^k G_k^n |G_k^n|}{2g D_k \rho_{s,k}^n} (1-x_k^n)^a (\phi_k^2)_k + \rho_{c,k}^n \quad (4-45)$$

ただし $(1-x_k^n)^a (\phi_k^2)_k$ は、二相流摩擦乗数であり、次の関係式により与えられる

$$\phi_k^2 = F(X_{tt}) \quad (4-46)$$

$$X_{tt} = f(\alpha) \quad (4-47)$$

ただし X_{tt} は ロックハート=マルチネリの二相流パラメタである。

加速圧 M_o^k は次のように求められる

(i) $\alpha_k^n = 0$ の場合

$$M_o^k = \frac{(G_k^n)^2}{g \rho_{c,k}^n} \quad (4-48)$$

(ii) $\alpha_k^n > 0$ の場合

$$M_o^k = \frac{(G_k^n)^2}{g \rho_{s,k}^n} \left[\frac{\beta_k}{\alpha_k^n} (x_k^n)^2 + \frac{(1-x_k^n)^2}{1-\alpha_k^n} \right] \quad (4-49)$$

第 k メッシュの加速圧、静圧および摩擦圧の和 M_{int}^k は、台形公式を用いて次のように近似される

$$M_{int}^k = M_o^{L+1} M_o^k + \sum_{k'=k}^{L+1} (F_{gr}^{k'} + F_{gr}^{k'-1}) \Delta z / 2 \quad (4-50)$$

一方 外部圧力 $\Delta p(t)$ は次式のように与える

$$\Delta p(t) = 1034.0 \Delta p_0 \exp(\omega_0 t) \quad (4-51)$$

ただし ω_0 はポンプ故障の時定数である。

(4-50), (4-51) 式を (4-42) 式に代入することにより、平均流量率の時間勾配 $\frac{d\hat{G}^n}{dt}$ に関し 次式が得られる。ただし (4-50), (4-51) 式での圧力の単位を c.g.s 系にするために重力加速度 g をかける

$$\frac{d\hat{G}^n}{dt} = \frac{g}{H_s} [\Delta p(T_n) - M_{int}^{L+1}] \quad (4-52)$$

さらに次の時間ステップ T_{n+1} への平均流量率 \hat{G}^{n+1} の外挿は、

$$\hat{G}^{n+1} = \hat{G}^n + \frac{g \Delta t}{H_z} \{ \Delta p(T_n) - M_{int}^{L+1} \} \quad (4-53)$$

により求める。

また $t = T_n$ における圧力分布は運動量保存則 (1-67) 式を $z = z$ より $z = H_z$ まで積分し 次式により求める

$$P(z) = \frac{G^2}{\rho} \Big|_z^{H_z} + g \int_z^{H_z} \left(\rho + \frac{f_{sp} G |G|}{2g \rho D_n} \right) dz + \frac{d\hat{G}}{dt} \Big|_z^{H_z} + P_{ex}, \quad (4-54)$$

たゞし (1-67) 式における $\frac{\partial G}{\partial t}$ は積分区間 (z, H_z) において $\frac{d\hat{G}}{dt}$ に置換し、また $z = H_z$ における出口圧力を P_{ex} と表わしている。第 n メッシュにおける圧力 P_n^* は (4-54) 式に、(4-50)、(4-53) 式を用いることにより次のように近似的に与えられる

$$P_n^* = \left[M_{int}^* + \frac{(\hat{G}^{n+1} - \hat{G}^n)(H_z - z_k)}{g \Delta t} \right] / 1034 + P_{ex} \quad (4-55)$$

ナトリウム冷却材の物性値

以上の数値解析において 非線形性を有する、ナトリウム冷却材の物性値は、参考文献(31)に準じ、以下の関係式および数値を用いた。

液体ナトリウムの熱伝導度 k_s

$$k_s = 0.215 - 1.15 \times 10^{-4} T_c \quad (\text{cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (4-56)$$

被覆、冷却材間の熱伝達係数 h

$$h = \frac{k_s}{D_n} \left[C_1 \left(\frac{D_n |G|}{C_s} \right)^{C_2} + C_3 \right] \quad (\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (4-57)$$

たゞし C_1, C_2, C_3 の数値はそれぞれ 0.625, 0.4, 0 を用いる。

液体ナトリウムの粘性係数 μ_s

$$\mu_s = 0.01 \exp \left(\frac{756.9}{T_c + 273} - 2.41 \right) \quad (4-58)$$

液体ナトリウムの摩擦係数 f_{sp}

$$f_{sp} = \frac{b}{(Re)^a} = \frac{0.1875}{(D_n G / \mu_s)^{0.2}} \quad (4-59)$$

二相流におけるナトリウム冷却枝の摩擦損失に対しては、次のロウクハート＝マルタネリのパラメタ X_{tt} と摩擦係数 $(1-x)^a \phi^2$ の関係式を用いる

$$X_{tt} = \frac{21(1-\alpha)}{1-(1-\alpha)^2} \quad (4-60)$$

$$(1-x)^a \phi^2 = (1-x)^{0.18} \left(1 + \frac{20}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \right) \quad (4-61)$$

二相流では 液相のナトリウムと気相ナトリウムの密度の比 β ，飽和温度 T_{sat} ，蒸発潜熱 Δh_{ev} は次式で近似的に表わされる

$$\beta = \frac{2600}{P} \quad (4-62)$$

$$T_{sat} = \frac{12130}{10.51 - \ln P} - 273 \quad (^\circ\text{C}) \quad (4-63)$$

$$\Delta h_{ev} = 1130 - 0.225 T_{sat} \quad (\text{cal/g}) \quad (4-64)$$

ただし β ， T_{sat} の計算には過渡状態においても，定常時の圧力分布を用いる。

2-4. SPEC-FRコード

上述の数値解析法は，PWR，BWRのような水冷却炉の炉心動特性解析に対しても，水冷却系の流体モデルに対する各種パラメタを用いることにより適用可能となるが，特にナトリウム冷却高速炉の空間依存炉心動特性解析を対象に 前述のナトリウム冷却枝の物性値を用いて出力脱走動特性解析コードSPEC-FRを開発した。なお，SPEC-FRコードの使用条件，入力データ形式，入力出力データ例については付録Fに示す。

3. 高速炉炉心動特性のハイブリッドシミュレーション

3-1 序

ハイブリッド計算システムはデジタル型計算機とアナログ型計算機双方の情報処理技術の結合した計算方式をいゝ，両計算機の長所を共に生

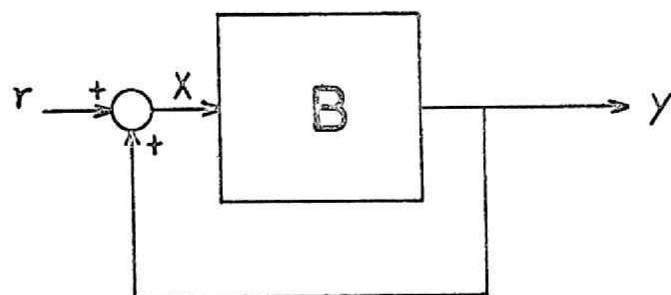
かした有効な計算が可能となる。原子炉動特性解析の計算手段としては従来アナログあるいはデジタル計算機のみが用いられたが、ハイブリッド計算機システムの導入によりより高精度かつ経済的な計算が遂行されるものと思われる。

筆者らは京都大学工学研究所ハイブリッド原子炉計算システムによりナトリウム冷却高速炉の核熱流体力学動特性のハイブリッドシミュレーションを行なった。解析は 2 と同様に有限円筒形高速炉を対象とし、燃料棒のまわりに同心円筒状の冷却材を考える単流路近似を仮定して行なった。核動特性は一点近似式に従うとし、 z 軸方向の冷却材の流れは単相流を考え z 軸方向に 4 メッシュに分割した。燃料棒内における z 軸方向の熱伝導を無視し半径方向には 4 メッシュに分割した。また燃料棒の熱伝導度の温度依存を考慮し、反応度の内部フィードバック効果としては燃料温度上昇に伴うドップラー効果による負のフィードバック効果のみを考慮した。計算は反応度挿入事故、冷却系ポンプ事故について行なった。

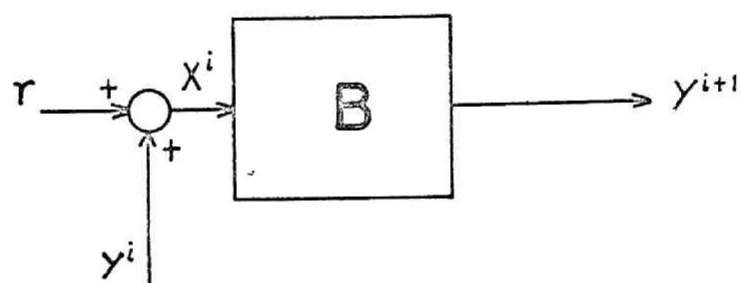
以下には用いたハイブリッド方式の特長、数学的モデルの詳細について述べる。計算例と結果の検討については、改めて 6 に述べる。

3-2. ハイブリッド計算方式による解析の特長

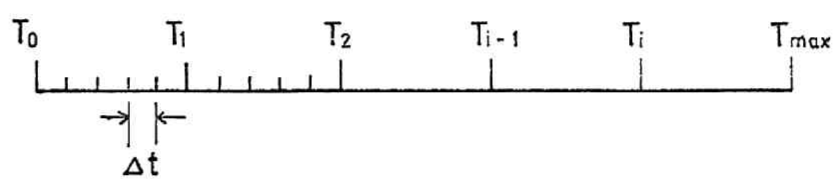
燃料棒内および冷却材中の温度分布は、熱伝導方程式 (1-61) および流体方程式 (1-64) と解いて得られる。これらの偏微分方程式は (1) z 空間方向にメッシュ分割し、時間軸方向に連続的に取扱う DSC 法を用いることにより、同様な形をした連立常微分方程式の組となる。このうち z 方向の 1 メッシュについての非線形常微分方程式の組のみをアナログ計算機で模擬し z 軸方向に順番に解く方法により比較的小容量のアナログ計算機を用いて系の詳細なシミュレーションができる。このようにアナログ計算機回路をデジタル計算機側から見てサブルーチンのように使うアナログサブルーチンの方法が一つの特色である。もう一つの特色は縮小写像の原理⁽³²⁾による反復計算である。すなわち、第 4-4 図のようなフィードバックのある系でブロック B はアナログサブルーチンの形で解かれる系の方程式となる。第 4-5 図のようにブロック B のフィードバックループを切断して計算を行ない、関数列 $y^0(t), y^1(t), y^2(t), \dots, y^i(t), y^{i+1}(t)$



第4-4図 閉ループのブロック図



第4-5図 開ループのブロック図



Δt : Sampling width

T_{max} : Total computing time

第4-6図 時間軸方向の区間分割図

…が収束すれば、この収束解は第4-4図に示す系の解となる。関数列 $\{y_i(t)\}$ の反復は ブロックBの方程式の性質によるが 原子炉系の場合には収束が保証される。なお、この理論的証明は文献(33)に詳しい。また $y_i(t)$ は原子炉系の解析の場合には、フィードバック反応度 $\rho_{fb}(t)$ に相当する。

3-3 数学的モデルおよびハイブリッドシミュレーション

(1) 核動特性方程式

中性子束 $\phi(z, t)$ は次式のように変数分離できるとする。

$$\phi(z, t) = \psi_0(z) n(t)$$

ただし $\psi_0(z)$ は定常状態での中性子束分布形状関数であり、 $n(t)$ は振巾関数である。後述の4 および5 における計算例より明らかなように 高速炉の場合局所的なナトリウム気泡が生じない限り、空間依存性は問題にならないのでこの仮定は十分正しい。振巾 $n(t)$ は通常の一変数近似式に従う。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=1}^d \lambda_i C_i \quad (4-65)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i \quad (i=1, \dots, d) \quad (4-66)$$

一変数近似式の数値解析は フィードバック反応度 $\rho_{fb}(t)$ が任意の関数形をとり かつ 過渡状態で $n(t)$ の変化が緩やかな状態から急速な状態へと移るのを計算できるように 時間軸方向に 複数個の細かい時間区間に分割し 反応度 $\rho(t)$ と出力 $n(t)$ は この1つの時間区間内で共に二次式近似して解析する方法を用いた。その際には、 $\rho(t)$ 、 $n(t)$ の変化の大小に応じて二次式近似する時間区間の巾を伸縮する。この方法を用いれば、ルンゲ=クッタ法等の直接数値積分に比し 計算時間巾を大きくして かつ 安定な計算が可能となる。また アナログ計算機で一変数近似式を模擬する場合には 時間スケール変換の切替等の問題が生じるから この方法の方が簡便である。第4-6図は 時間軸方向のアナログデータのサンプリング、および一変数近似式の二次式近似による近似計算のための時間区間の分割を示したものである。サンプリング時間巾 Δt ごとにアナログ計算機に

対し、デジタル計算機がデータを与え、あるいはデータの読取りを行なう。 T_{max} は計算すべき時間中であり、時間区間 $[T_{i-1}, T_i]$ ($i=1, \dots, i_{max}$)は $\rho(t)$, $n(t)$ を時間に関して二次式近似する区間である。また、サンプリングデータ (t_k^j, T_{fk}^j) ($k=0, 1, \dots, k_{max}; j=1, \dots, 4$)はZ軸方向第 j メッシュの $t = t_k$ ($\approx \Delta t \cdot k$)と、その時点での平均燃料温度 T_{fk}^j を表わす。Z軸メッシュごとにサンプリング時間 t_k の値が、リレー動作のランダムネスにより $\Delta t \cdot k$ のまわりで若干ばらつくので、第 j メッシュでのサンプリング時間を特に t_k^j で表わしたものである。さらに、Z軸方向に次のように平均化を行ない、炉心平均燃料温度のサンプリングデータ (t_k, \bar{T}_{fk}) , ($k=0, 1, \dots, k_{max}$)を得る

$$t_k = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 t_k^j$$

$$\bar{T}_{fk} = \frac{\sum_{j=1}^4 f_j T_{fk}^j}{\sum_{j=1}^4 f_j}$$

なお、荷重 f_j としてここではZ軸方向第 j メッシュの平均出力密度を用いた。

第4-6図で示された時間区間 $[T_{i-1}, T_i]$ 内でフィードバック反応度 ρ_{fb} の時間的变化を次のように二次式近似する

$$\rho_{fb}(t) = \bar{\rho}_0^i + \bar{\rho}_1^i t + \bar{\rho}_2^i t^2 \quad (4-67)$$

$$t = t_k - T_{i-1} \quad (4-68)$$

たゞし、(4-67)式の $\rho_{fb}(t)$ は3-2に述べた縮少写像の原理により、1つ前のフィードバック反復で得た炉心平均燃料温度のサンプリングデータ (t_k, \bar{T}_{fk}) , ($k=0, 1, \dots, k_{max}$)を用いて各時間区間 $[T_{i-1}, T_i]$ ($i=1, \dots, i_{max}$)に対し次のようにフィッティングされる。すなわち (t_k, \bar{T}_{fk}) のデータを時間軸を(4-68)式で平行移動した時間区間 $[T_{i-1}, T_i]$ 内のデータ (t_m, \bar{T}_f^m) ($m=1, \dots, M_i$)から、炉心平均温度とフィードバック反応度との関係式 $\rho_{fb} = f(\bar{T}_f)$ により計算した $[T_{i-1}, T_i]$ 時間内のフィードバック反応度のデータ (t_m, ρ_{fb}^m) ($m=1, \dots, M_i$)を、最小二乗近似の意味で(4-67)式が満たすように決定される。(4-67)式の係数 $(\bar{\rho}_0^i,$

\bar{p}_1^i, \bar{p}_2^i の値は, 次の正規方程式より与えられることになる

$$\begin{bmatrix} M_i & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^2 \\ \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^2 & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^3 \\ \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^2 & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^3 & \sum_{m=1}^{M_i} \tau_m^4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{p}_0^i \\ \bar{p}_1^i \\ \bar{p}_2^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{m=1}^{M_i} p_{fb}^m \\ \sum_{m=1}^{M_i} p_{fb}^m \tau_m \\ \sum_{m=1}^{M_i} p_{fb}^m \tau_m^2 \end{bmatrix} \quad (4-69)$$

ただし M_i は時間区間 $[T_{i-1}, T_i]$ におけるサンプリングの個数である。
一方, 外部からの強制反応度 p_{ext} は一次式で次のように与えられるとする

$$p_{ext} = \alpha + \beta t_k = \alpha + \beta T_{i-1} + \beta \tau \quad (4-70)$$

したがって, 区間 $[T_{i-1}, T_i]$ での全反応度 $p(\tau)$ は次のようになる

$$p(\tau) = p_{ext} + p_{fb} = p_0^i + p_1^i \tau + p_2^i \tau^2 \quad (4-71)$$

ただし $p_0^i = \bar{p}_0^i + \alpha + \beta T_{i-1}$, $p_1^i = \bar{p}_1^i + \beta$, $p_2^i = \bar{p}_2^i$

このような $p(\tau)$ に対し, 出力 $n(\tau)$ を次の二次式の形で与えられると仮定する。

$$n(\tau) = \bar{n}_0^i + \bar{n}_1^i \tau + \bar{n}_2^i \tau^2 \quad (4-72)$$

ただし, $\bar{n}_0^i = 1$, $\bar{n}_0^i = \bar{n}_0^{i-1} + (T_{i-1} - T_{i-2}) \bar{n}_1^{i-1} + (T_{i-1} - T_{i-2})^2 \bar{n}_2^{i-1}$

(4-72) 式で与えられる $n(\tau)$ が二時点 $\tau_1 = \Delta T/2$, $\tau_2 = \Delta T$ ($\Delta T = T_i - T_{i-1}$) で一点近似式を満たすように \bar{n}_1^i , \bar{n}_2^i を決める。すなわち 次の連立方程式の解として求める

$$\left. \begin{aligned} A(\tau_1) \bar{n}_1^i + B(\tau_1) \bar{n}_2^i &= C(\tau_1) \\ A(\tau_2) \bar{n}_1^i + B(\tau_2) \bar{n}_2^i &= C(\tau_2) \end{aligned} \right\} \quad (4-73)$$

ただし,

$$\begin{aligned} A(\tau) &= \tau - \frac{1}{\ell} \left[\frac{p_0^i}{2} \tau^2 + \frac{p_1^i}{3} \tau^3 + \frac{p_2^i}{4} \tau^4 - \sum_{i=1}^{\ell} \beta_i \left\{ \frac{\tau}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_i^2} (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \right\} \right], \\ B(\tau) &= \tau^2 - \frac{1}{\ell} \left[\frac{p_0^i}{3} \tau^3 + \frac{p_1^i}{4} \tau^4 + \frac{p_2^i}{5} \tau^5 - \sum_{i=1}^{\ell} \beta_i \left\{ \frac{\tau^2}{\lambda_i} - \frac{2\tau}{\lambda_i^2} + \frac{1}{\lambda_i^3} (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \right\} \right], \\ C(\tau) &= \frac{\bar{n}_0^i}{\ell} \left\{ p_0^i \tau + \frac{p_1^i}{2} \tau^2 + \frac{p_2^i}{3} \tau^3 - \sum_{i=1}^{\ell} \frac{\beta_i}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \right\} + \sum_{i=1}^{\ell} c_i^k (1 - e^{-\lambda_i \tau}) \end{aligned} \quad (4-74)$$

以上の計算をすべての時間区間 $[T_0, T_1], [T_1, T_2], \dots$ において行なうことにより、一葉近似式の式 $n(t)$ が与えられる。そして (4-72) 式より計算される Δt 時間ごとの $n(t_k)$ ($k=0, 1, \dots, k_{\max}$) の値を、熱流体力学的動特性を模擬するアナログ計算機にデジタル計算機から DA 変換器を通じて与える。そして次のサンプリングデータが入る迄は前のデータが Δt 時間保持される。

(2) 熱流体力学方程式

z 軸方向第 j メッシュについて 第 4-7 図のように r 軸方向に 4 メッシュの分割を行なう。一つの Δz メッシュ内では z 軸方向に、燃料温度 T_1^j, T_2^j, T_3^j , 被覆温度 T_R^j は一定とし、冷却材温度 T_c は直線的变化をする。冷却材温度の第 j メッシュの入口温度は、第 $j-1$ メッシュの出口温度に等しくなるので平均温度 \bar{T}_c^j は、

$$\bar{T}_c^j = \frac{T_c^j + T_c^{j-1}}{2} \quad (4-75)$$

で与えられる。

z 軸方向第 j メッシュの熱バランスの式として 次の連立非線形常微分方程式を得る

$$\frac{dT_1^j}{dt} = - \frac{K_f \left(\frac{T_1^j + T_2^j}{2} \right)}{(C_p)_f (\Delta r)^2} \frac{4}{3} (T_1^j - T_2^j) + \frac{1}{(C_p)_f} f_j n(t) \quad (4-76)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_2^j}{dt} = & - \frac{K_f \left(\frac{T_2^j + T_3^j}{2} \right)}{(C_p)_f (\Delta r)^2} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r_2} \right) (T_2^j - T_3^j) \\ & + \frac{K_f \left(\frac{T_1^j + T_2^j}{2} \right)}{(C_p)_f (\Delta r)^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r_2} \right) (T_1^j - T_2^j) + \frac{1}{(C_p)_f} f_j n(t) \end{aligned} \quad (4-77)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_3^j}{dt} = & - \frac{h_1}{(C_p)_f \Delta r} \left(1 + \frac{\Delta r}{2r_3} \right) (T_3^j - T_R^j) \\ & + \frac{K_f \left(\frac{T_2^j + T_3^j}{2} \right)}{(C_p)_f (\Delta r)^2} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r_3} \right) (T_2^j - T_3^j) + \frac{1}{(C_p)_f} f_j n(t) \end{aligned} \quad (4-78)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_R^j}{dt} = & - \frac{h_2(\bar{T}_c^j)}{(Cp)_R \Delta r'} \left(1 + \frac{\Delta r'}{2r_R}\right) (T_R^j - \bar{T}_c^j) \\ & + \frac{h_1}{(Cp)_R \Delta r'} \left(1 - \frac{\Delta r'}{2r_R}\right) (T_R^j - T_R^j) \end{aligned} \quad (4-79)$$

$$\frac{d\bar{T}_c^j}{dt} = - \frac{2G(t)}{\rho_c \Delta z} (\bar{T}_c^j - T_c^{j-1}) + \frac{\Lambda}{\rho_c c_c} h_c(\bar{T}_c^j) (T_R^j - \bar{T}_c^j) \quad (4-80)$$

ただし、 $K_f(T)$: 燃料枝の熱伝導率 ($\text{cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)

$$K_f(T) = \frac{1}{4.2(11.75 + 0.0235T)} \quad (4-81)$$

$(Cp)_f$: 燃料枝の単位体積当りの熱容量

h_1 : 燃料枝, 被覆枝間の熱伝達係数 ($\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)

$(Cp)_R$: 被覆枝の単位体積当りの熱容量

$G(t)$: 冷却枝の単位断面積当りの流量率 ($\text{g/cm}^2 \cdot \text{sec}$)

Λ : 被覆周辺と冷却枝流れの断面積の比

ρ_c : ナトリウム冷却枝の密度

c_c : ナトリウム冷却枝の比熱

$h_c(T)$: 被覆とナトリウム冷却枝間の熱伝達係数 ($\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)

$$h_c = \frac{\lambda}{D} Nu = \frac{\lambda}{D} 0.625 Pe^{0.4} \quad (4-82)$$

(λ : 液体ナトリウムの熱伝導率, D : 管の直径,

Nu : ヌセルト数, Pe : ペクレ数,

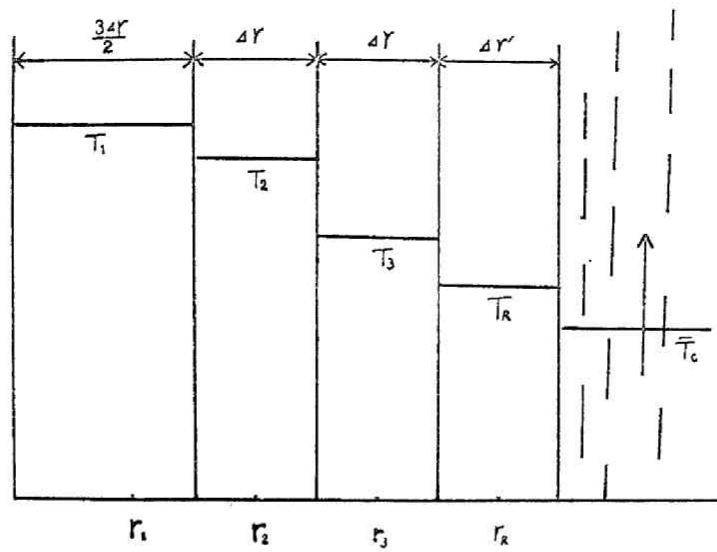
(4-57)式より, $Nu = 0.625 Pe^{0.4}$ とおいた)。

また 第 j Δz メッシュの入口, 出口冷却枝温度および平均冷却枝温度とそれぞれ T_c^{j-1} , T_c^j および \bar{T}_c^j とすると, (4-75)式より

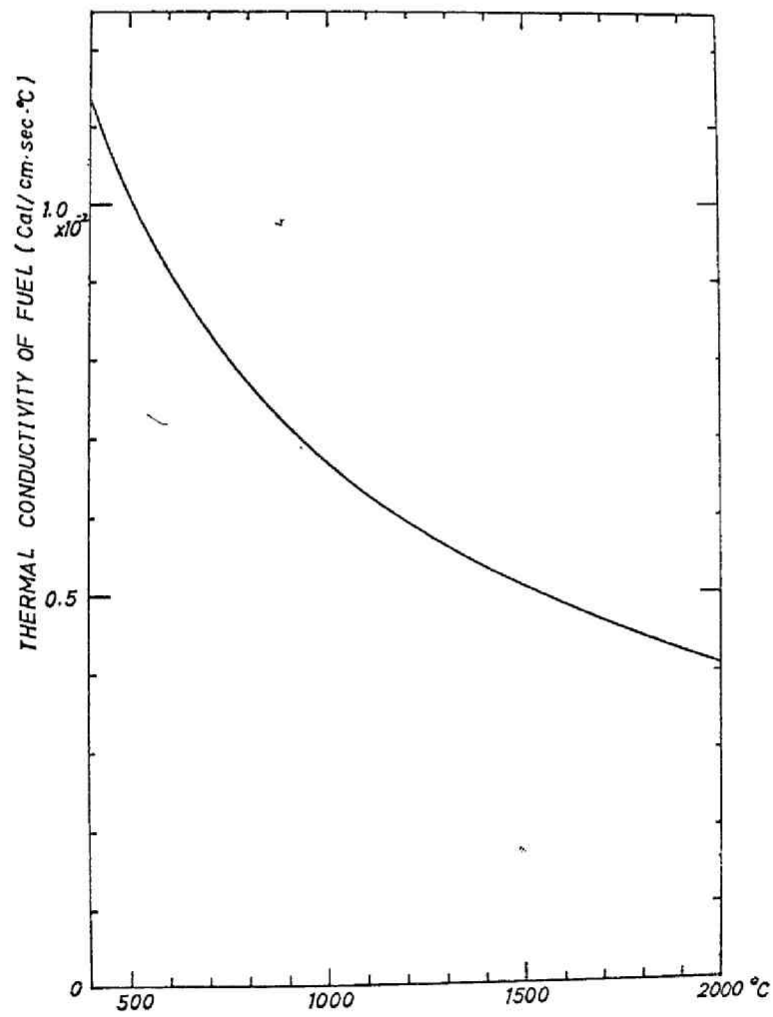
$$T_c^j = 2\bar{T}_c^j - T_c^{j-1} \quad (4-83)$$

なる関係式が得られる。

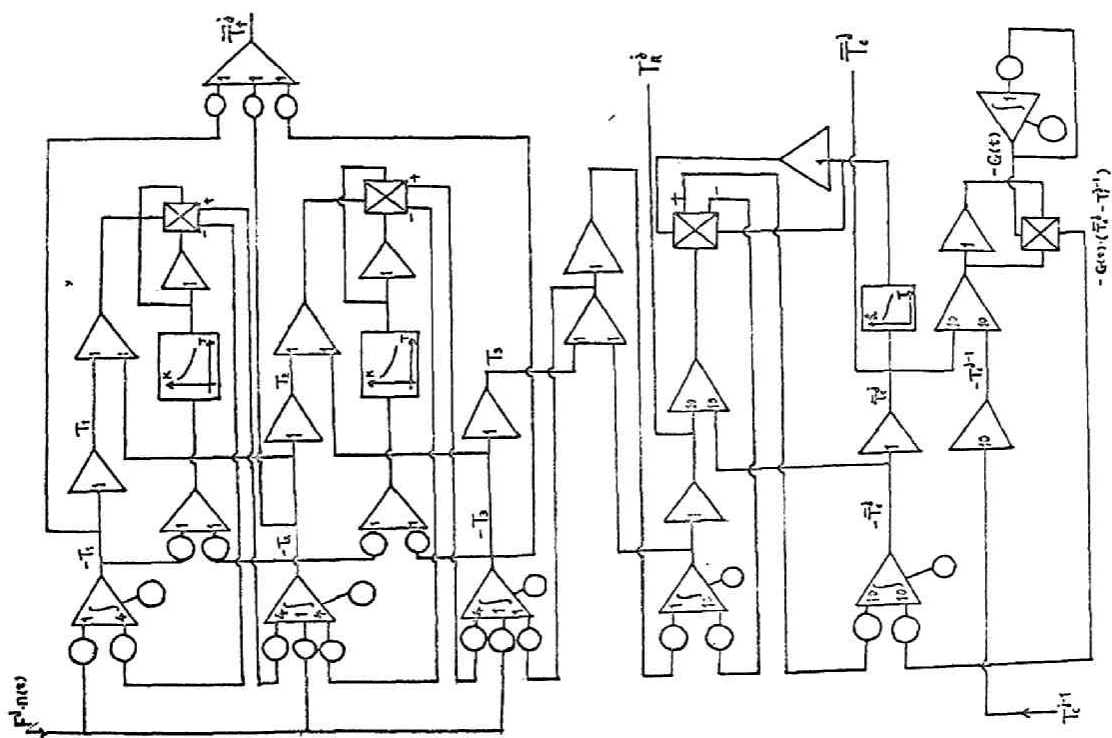
以上の(4-76)式から(4-83)式までをアナログ回路により模擬する。ただし、(4-81), (4-82)式で与えられる燃料枝の熱伝導率 K_f 、



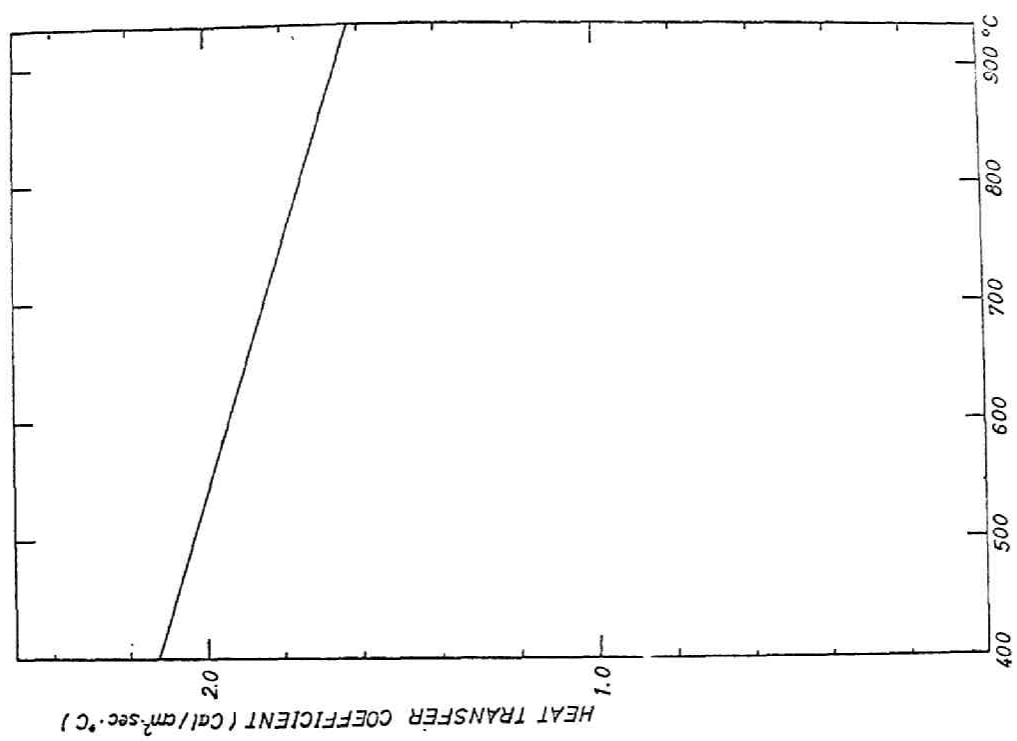
第4-7図 単流路の動径方向メッシュ分割図



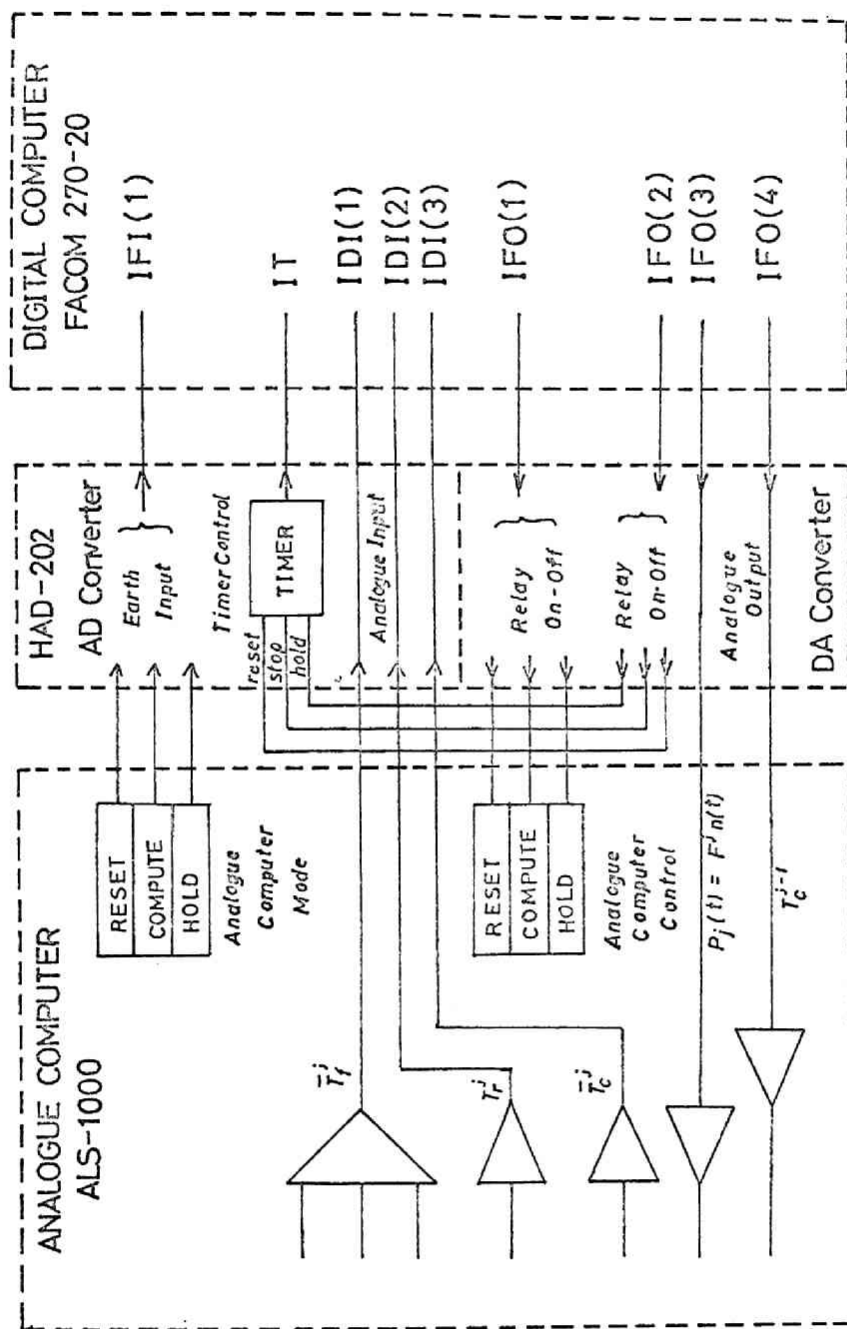
第4-8図 燃料枝の熱伝導度の温度依存性



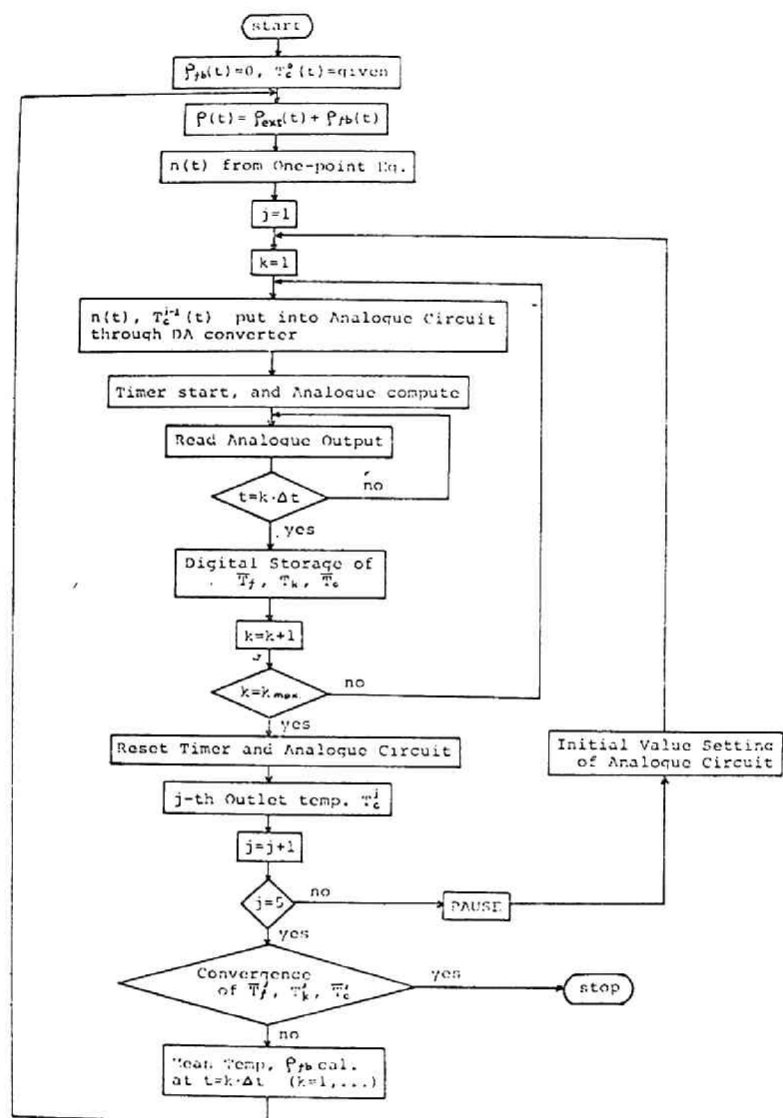
第4-10図 プログラム計算機の回路図



第4-9図 被覆、冷却材間の熱伝達率の
温度依存性



第4-11図 アナログ計算機とデジタル計算機の接続図



第4-12図 デジタル計算機プログラムの流れ図

および被覆、冷却材間の熱伝達係数 k_c の温度依存性は第4-8図および第4-9図に示されるが、アナログ回路においては折線関数発生器で近似している。以上の熱流体力学動特性を模擬するアナログ回路を第4-10図に示す。またアナログ計算機とデジタル計算機の接続部分を第4-11図に示し、ハイブリッド方式による計算の手順を第4-12図の流れ図により示す。

4. 高速実験炉 (JFER) の出力脱走数値計算 (内部フィードバックなし)

4-1. 計算対象

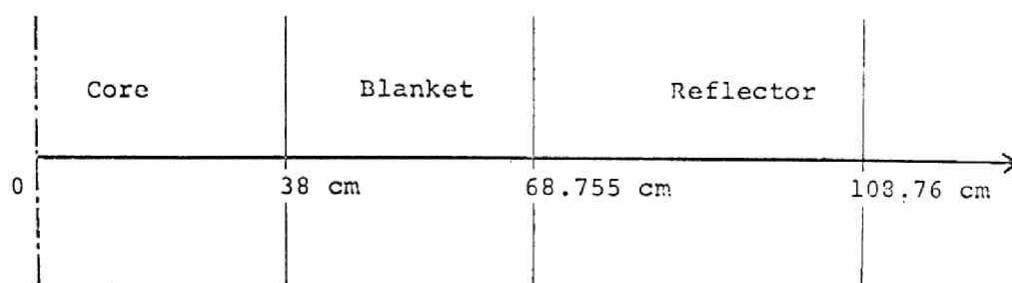
高速実験炉 JFER の核設計データをもとに第4-13図に示すように厚さ 76 cm の炉心の外側に厚さ 30.755 cm のブランケットおよび 40 cm の反射体をもつ平板炉近似を行なった。炉心、ブランケットおよび反射体の元素組成を第4-1表に示す。

以上の体系に対しアバギヤン断面積セットを用いて MAKONコードにより 26 群拡散計算を行ないさらにエネルギー的には 1~3 群、4~7 群、8~26 群の 3 群に縮約し空間的にはブランケットおよび反射体を均質化して 2 領域に縮約した。得られた 3 群縮約炉常数および遅発中性子組近似の動特性パラメータを第4-2表に示す。ただし縦方向変曲 B_z^2 は 0 とする。

4-2 出力脱走計算

平均燃料温度 1660°K で臨界状態にある上述の原子炉に $t = +0$ に炉心中央 4 cm の厚さの部分に、第 3 群の核分裂断面積に外乱 $\delta \Sigma_f^3$ を反応度にして 0.5, 1.0, 1.5 および 2.0 ドルに相当する分だけ階段状に印加し以後の空間依存出力脱走動特性を数値計算した。上述の外乱 $\delta \Sigma_f^3$ と反応度との対応を第4-3表に示す。

まずヘルムホルツモード展開法を用い、8 モードまでとって臨界時および上記外乱に対応する漸近分布 (基本 w_0 モード) の計算を行なった。



第4-13図 平板炉近似の高速実験炉(JFER)の形状

Element	Core	Blanket	Reflector
Pu ²³⁹	1.11754 × 10 ⁻³		
Pu ²⁴⁰	3.9912 × 10 ⁻⁴		
Pu ²⁴¹	7.982 × 10 ⁻⁵		
U ²³⁵	1.46516 × 10 ⁻³	7.794 × 10 ⁻⁵	
U ²³⁸	5.86062 × 10 ⁻³	1.105653 × 10 ⁻²	
O	1.766075 × 10 ⁻²	2.204626 × 10 ⁻²	
Na	8.73498 × 10 ⁻³	6.89856 × 10 ⁻³	1.11554 × 10 ⁻³
Cr	3.64845 × 10 ⁻³	3.16839 × 10 ⁻³	1.630656 × 10 ⁻²
Fe	1.189156 × 10 ⁻²	1.032688 × 10 ⁻²	5.314878 × 10 ⁻²
Ni	2.04132 × 10 ⁻³	1.77272 × 10 ⁻³	9.12358 × 10 ⁻³
Mo	2.6022 × 10 ⁻⁴	2.2598 × 10 ⁻⁴	1.16305 × 10 ⁻³

第4-1表 高速実験炉(JFER)の元素組成(単位 原子/10²⁴m³)

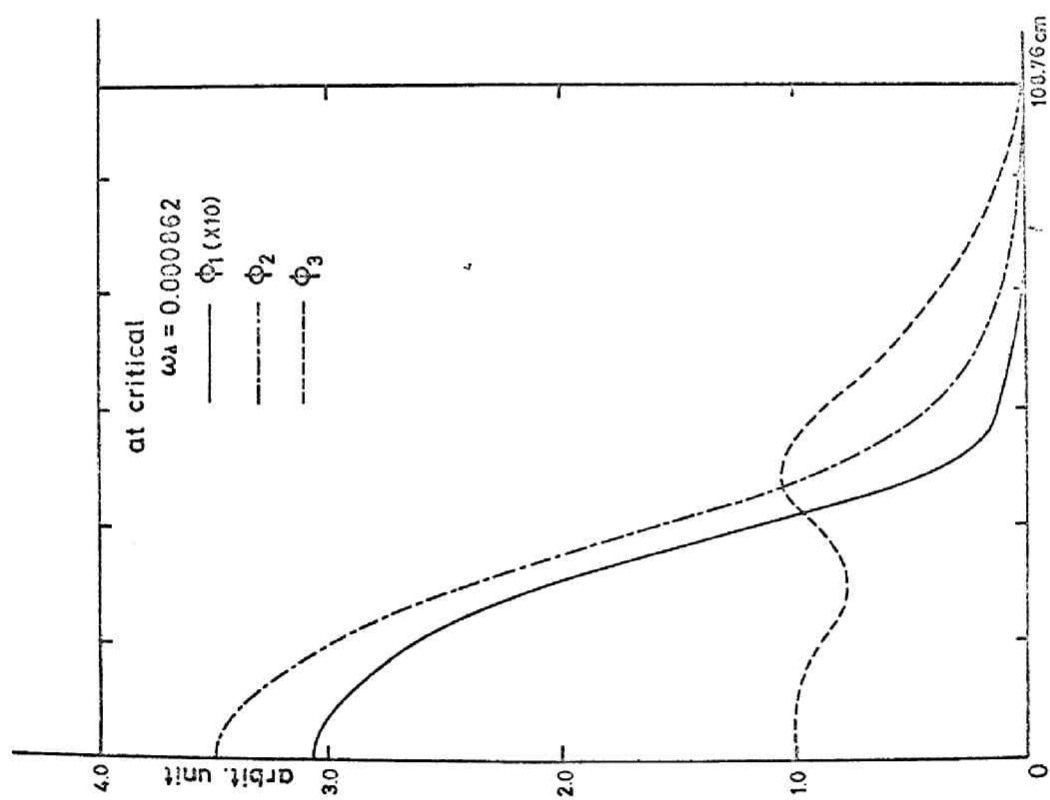
Physical constant	Energy group	Fuel mean temp. ($^{\circ}\text{K}$)	Core	Homogenized blanket
D (cm)	1	1660	3.23542	3.07217
		2100	3.21387	3.05086
	2	1660	2.11538	1.93237
		2100	2.05837	1.88866
	3	1660	1.28274	1.09905
		2100	1.24277	0.94206
Σ_a (cm^{-1})	1	1660	0.0089176	0.0073766
		2100	0.00894	0.00743
	2	1660	0.0057124	0.0018954
		2100	0.00578	0.00195
	3	1660	0.010517	0.0052108
		2100	0.01057	0.0054
$\nu\Sigma_f$ (cm^{-1})	1	1660, 2100	0.0248	0.01937
	2	"	0.01202	0.00136
	3	"	0.01485	0.0004
Σ_s (cm^{-1})	1 \rightarrow 2	"	0.04644	0.05253
	1 \rightarrow 3	"	0.00262	0.00334
	2 \rightarrow 3	"	0.00917	0.01146

neutron velocity	$V_1 = 2.66 \times 10^8 \text{ cm/sec}$
	$V_2 = 1.02 \times 10^8 \text{ cm/sec}$
	$V_3 = 2.61 \times 10^8 \text{ cm/sec}$
prompt neutron spectrum	$\chi_p^1 = 0.288, \chi_p^2 = 0.674, \chi_p^3 = 0.038$
delayed neutron spectrum	$\chi_d^1 = 0, \chi_d^2 = 1.0, \chi_d^3 = 0,$
delayed neutron fraction	$\beta = 0.00418$
decay constant of delayed neutron	$\lambda = 0.074875 \text{ sec}^{-1},$

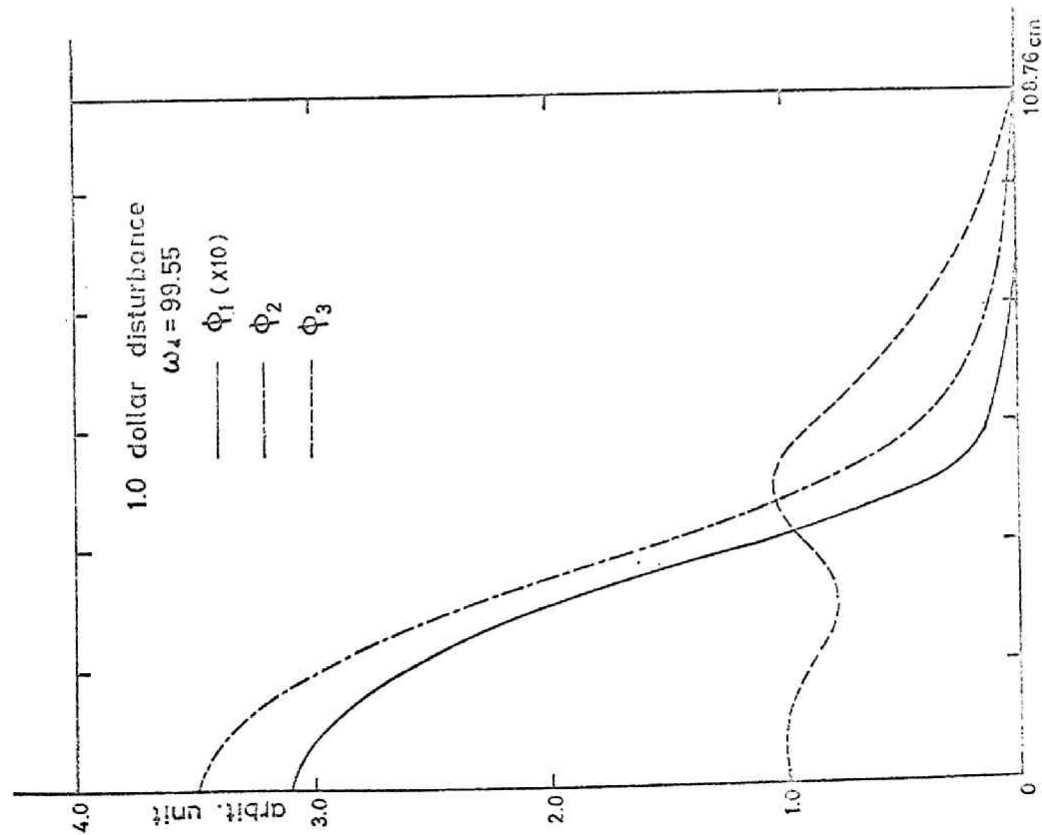
第4-2表 高速実験炉の縮約3群炉常数と核動特性パラメタ

Reactivity disturbance	0.5 \$	1.0 \$	1.5 \$	2.0 \$
$\delta \nu \Sigma_f^3 (cm^{-1})$	0.167525×10^{-2}	0.34441×10^{-2}	0.520104×10^{-2}	0.694427×10^{-2}

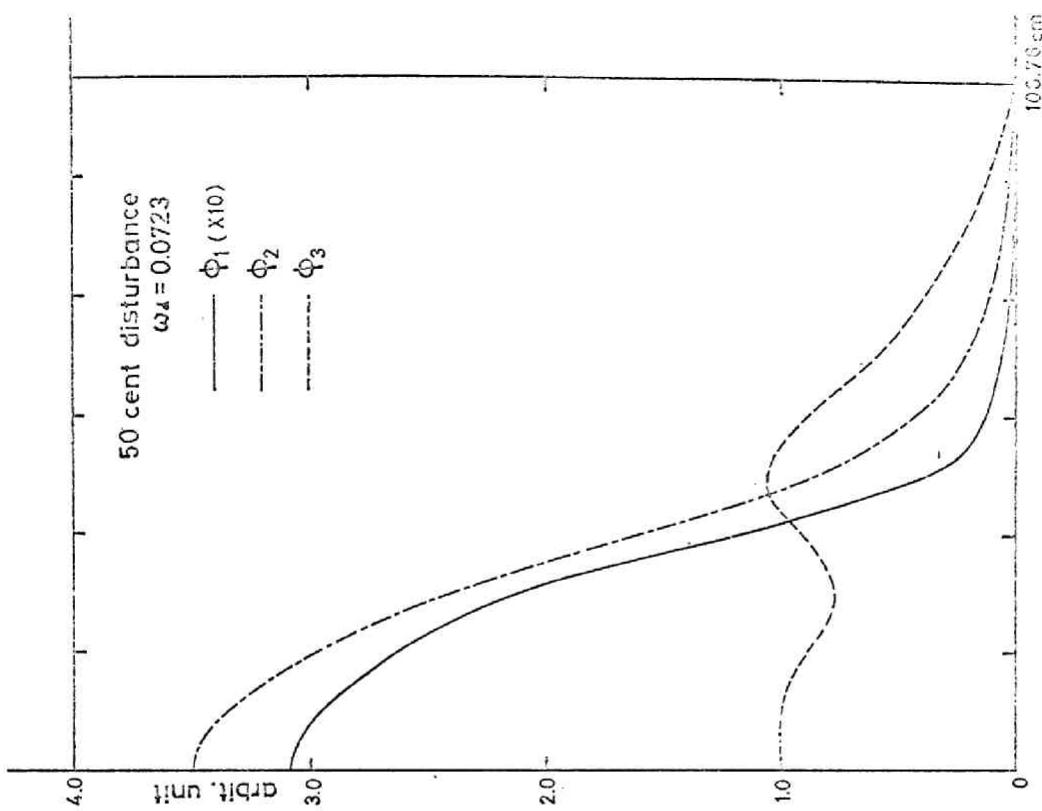
第4-3表 反応度外乱と反応度との関係



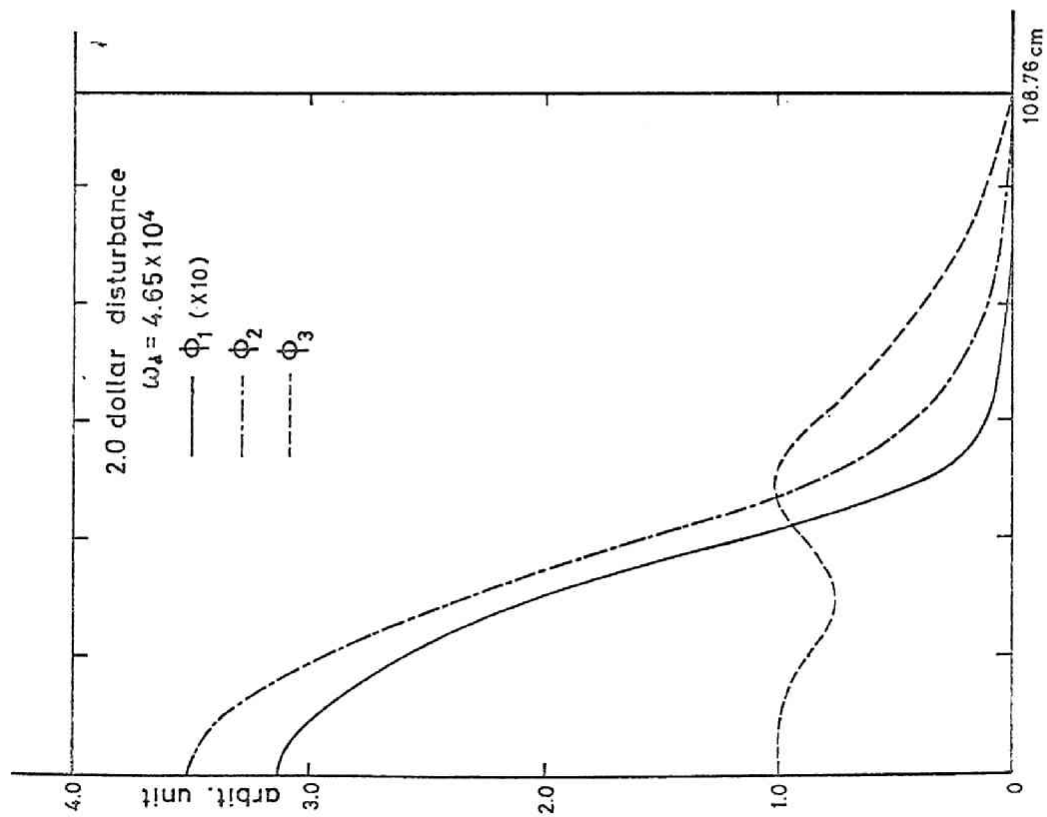
第4-14図 臨界時の各群中性子束分布の形状



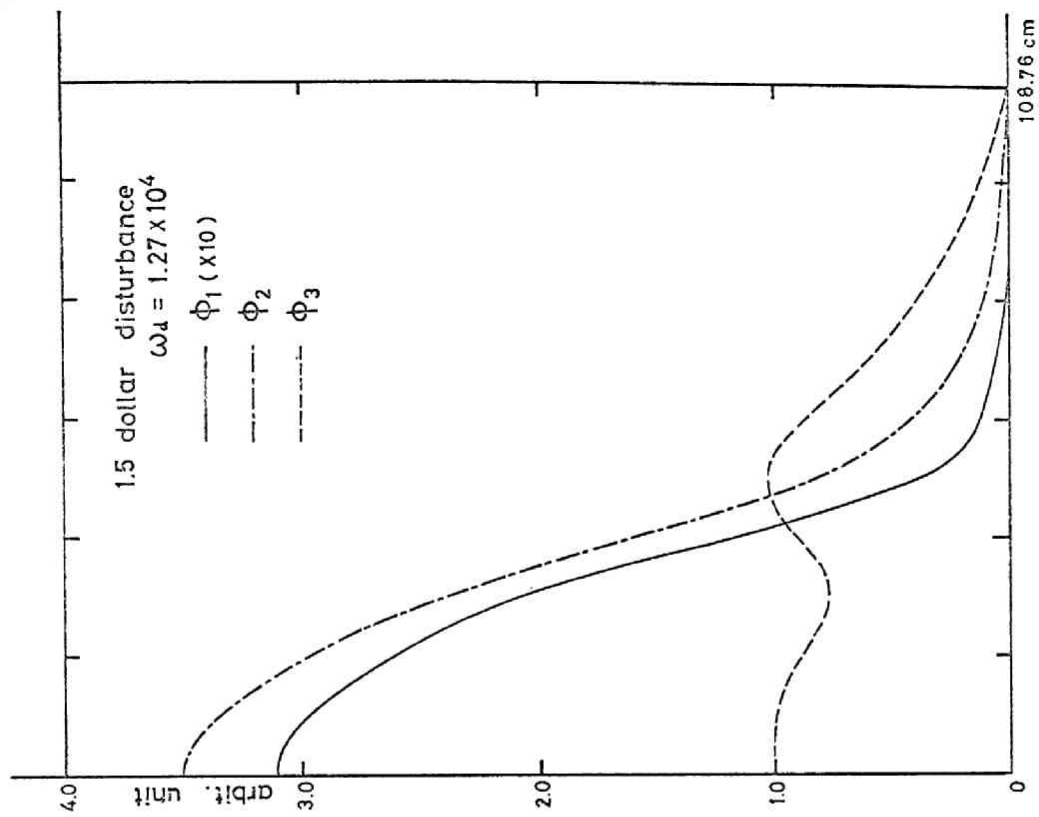
第4-16图 渐近中性子束分布
 (反应度 1.0ドル, 逆炉周期 99.55 sec⁻¹)



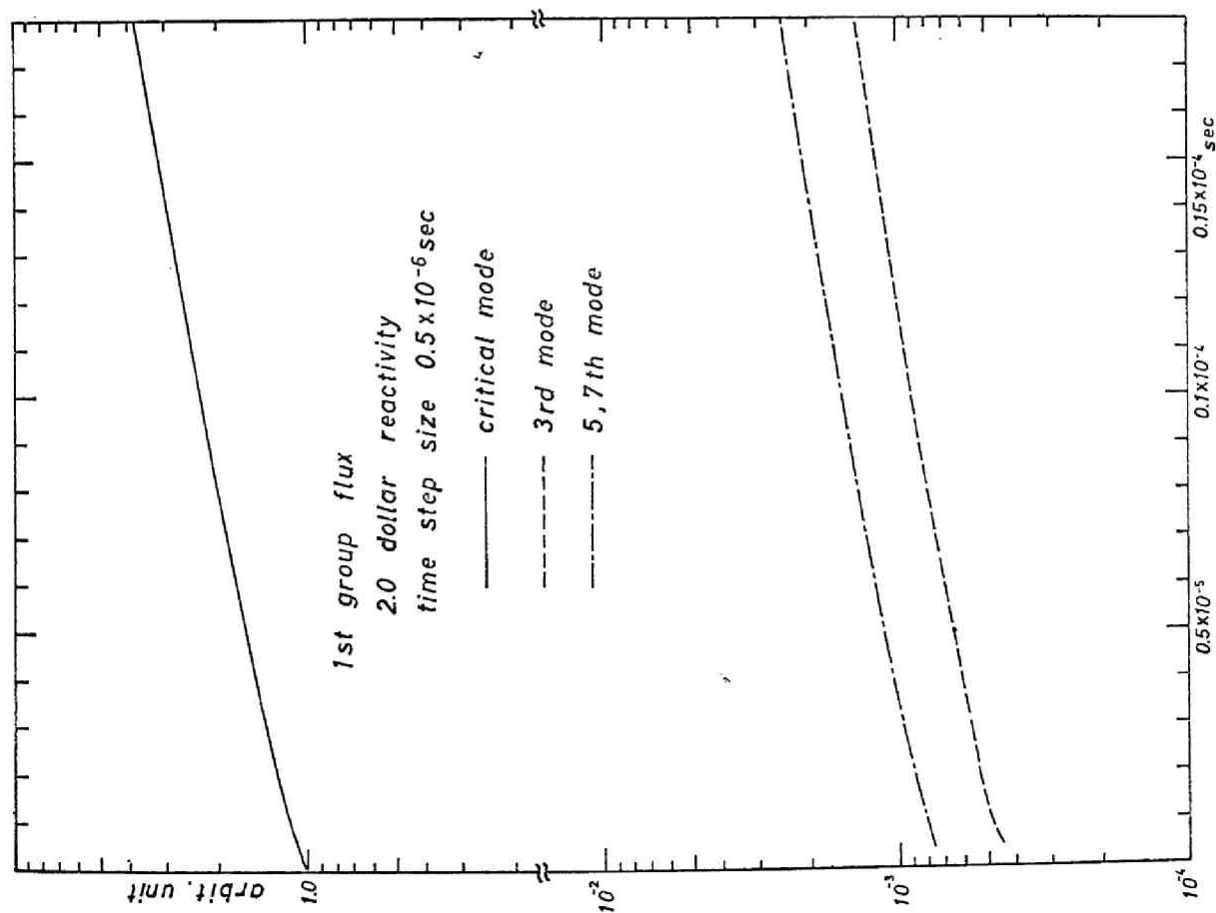
第4-15图 渐近中性子束分布
 (反应度 50 セント, 逆炉周期 0.0723 sec⁻¹)



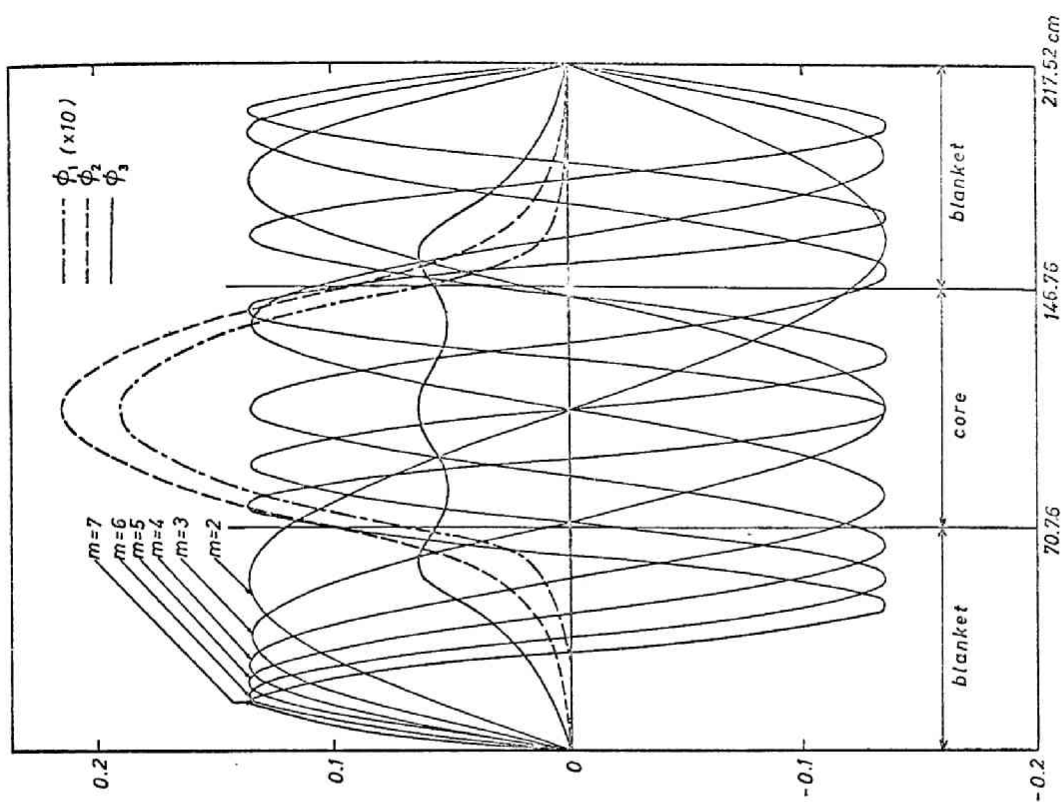
第4-18图 渐近中性子束分布
 (反应度 2.0ドル, 逆炉周期 $4.65 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$)



第4-17图 渐近中性子束分布
 (反应度 1.5ドル, 逆炉周期 $1.27 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$)

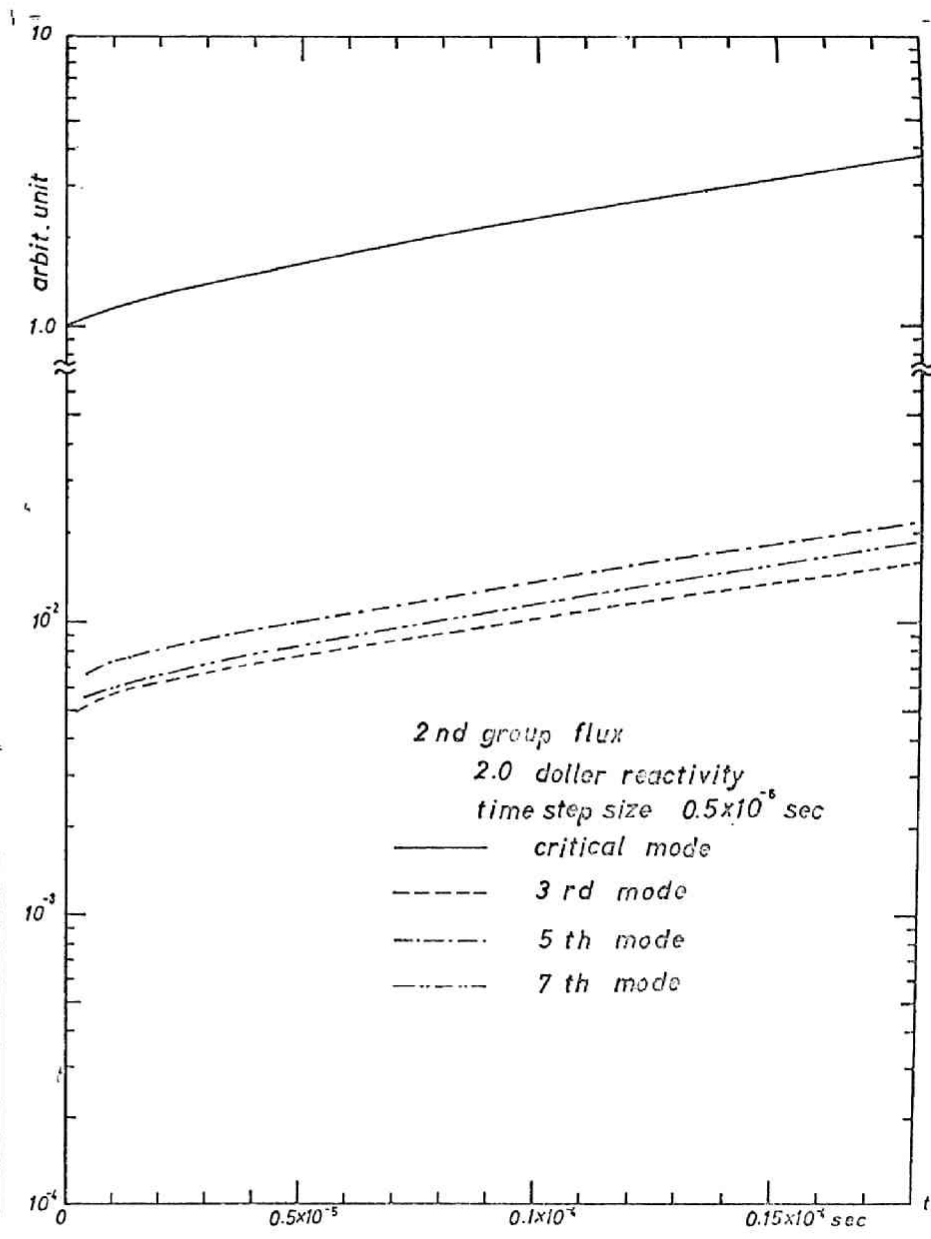


第4-20図 2ドル反応度の場合の第1群中性子束の各モードの時間的变化

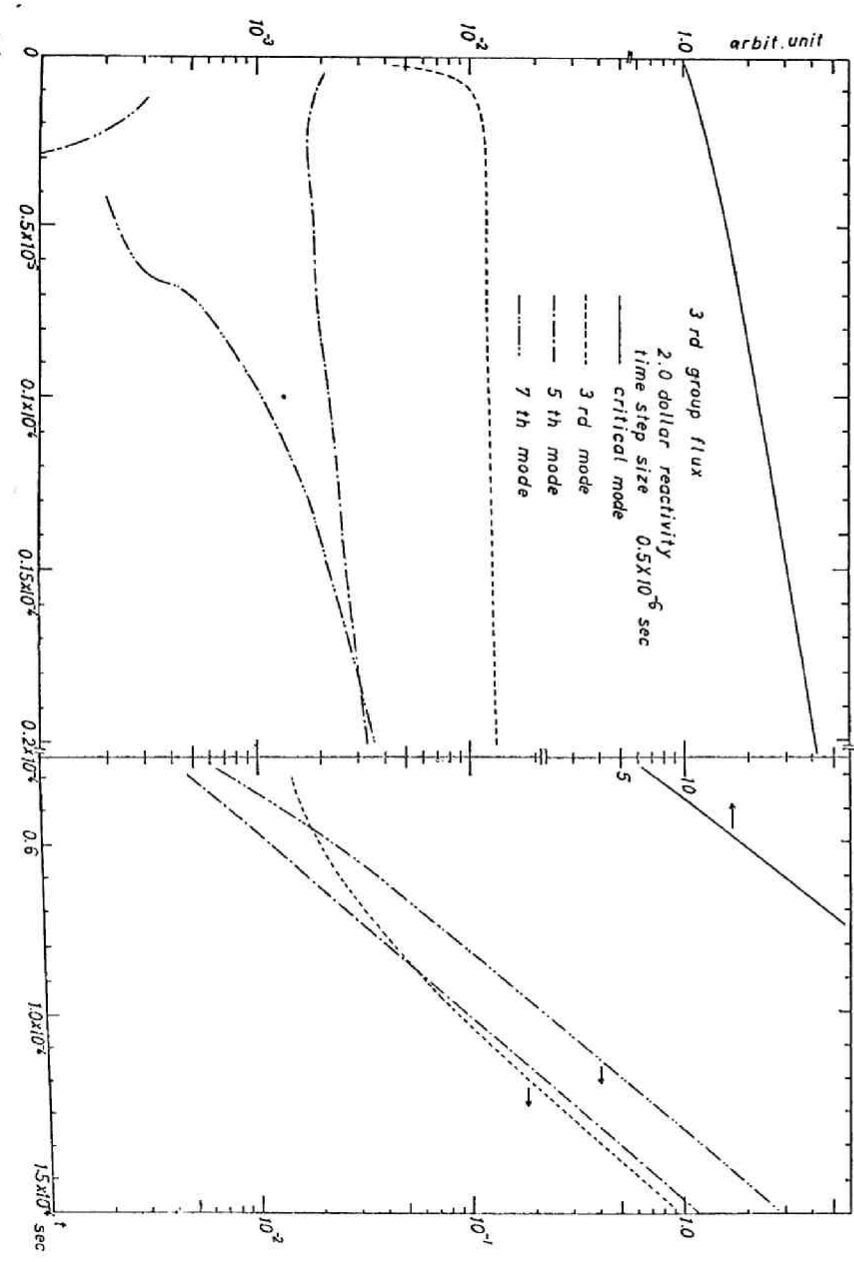


第4-19図 変形ヘルムホルツモード展開法による展開関数の形状

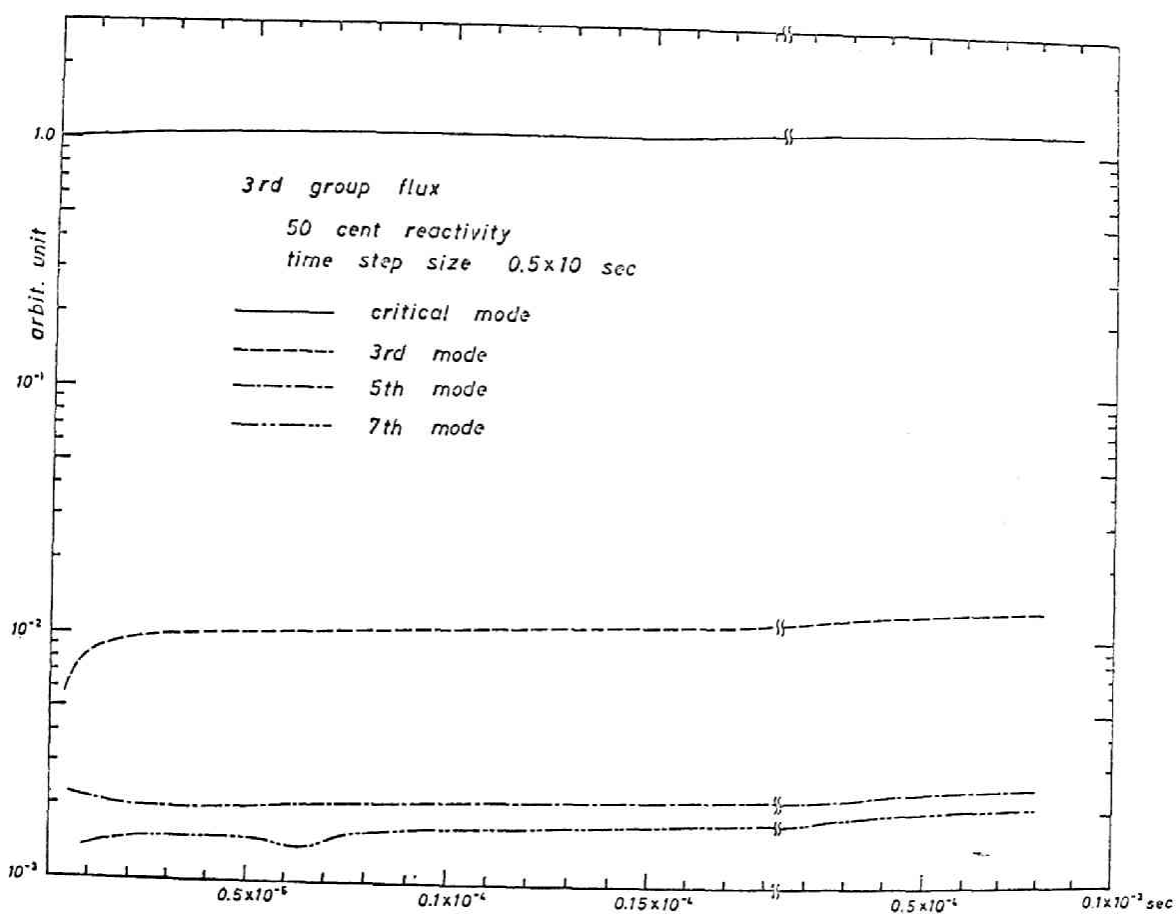
(m :高次ヘルムホルツ固有関数の次数)



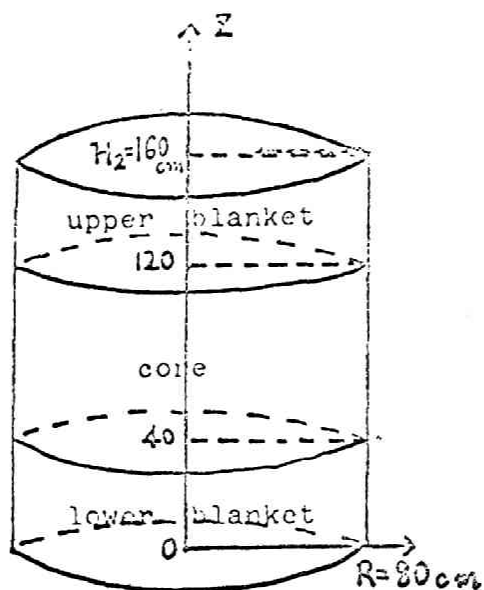
第4-21図 2ドル反応度の場合の第2群中性子束の各モードの時間的变化



第4-22図 2ドル反応度の場合の第3群中性子束の各モードの時間的变化



第4-23図 50セント反応度の場合の第3群中性子束の各モードの時間的变化



第4-24図 高速原型炉仮想体系の形状

この計算は第2章に述べた ω 固有値問題の近似計算法により行なったものである。各群の漸近中性子束空間分布および漸近逆炉同期 ω の計算の結果を第4-14図から第4-18図に示す。数値的には局所的な反応度外乱が大きいほど炉に中央部の中性子束分布が若干突出する傾向を示すがこれらの図より明らかなごとくいずれも臨界時の分布(第4-14図)に比較し、顕著な相異は見られない。

次に変形ヘルムホルツモード展開法により上記の局所的反応度外乱が $t=+0$ で階段状に加わったのちの各モードの時間的变化を計算した。なお、原子炉の内部フィードバック効果は考慮せず数値計算は第3章に述べた空間依存原子炉出力脱走解析コードSPEX-1により、高次ヘルムホルツモードを7個までとって計算した。各群中性子束の展開に用いた形状関数は第4-19図に示す。2ドル反応度外乱に対する各群各モードの時間的变化を第4-20図から第4-22図に示す。これらの図より最も漸近状態に収束するのが遅い第3群中性子束も 10^{-4} 秒後には漸近分布に落着くこと。また漸近分布になるまでの過渡期におけるヘルムホルツ高次モードの励起は、最も顕著である第3群第3モードにおいても臨界モードに対し、約1%程度しかないことを示している。さらに0.5ドル反応度外乱に対する第3群中性子束の各モードの時間的变化を第4-23図に示す。この場合には漸近分布に落着くのは 10^5 秒であり最も励起の大きい第3モードは臨界モードに比し、これも約1%程度である。なお漸近状態において各モードから合成される中性子束分布は、前述の対応する漸近中性子束分布(基本 ω モード)と一致した形状をもつ。

以上の各モードの計算結果より漸近分布に落着くまでの過渡状態においても高次ヘルムホルツモードの励起が無視できるほど小さいこと、および漸近分布に落着くのは殆んど 10^4 秒以内の短い時間内であることが判った。

4-3. 結論

以上の数値計算より高速実験炉JFETRにおいては局所的な反応度外乱による中性子束空間分布の変化は殆んどなく、空間依存性は十分に小さいことが明らかとなった。さらに負のドップラーフィードバック効果と

考慮すれば 過渡状態では一般に空間的歪みが小さくなる傾向があるので以上のフィードバックのない計算より負のドワブーフィードバック効果をもつ高速実験炉JFERの空間依存性の考慮の必要はないと推測し、計算は行なわなかった。

5. 高速原型炉仮想体系の数値計算(ナトリウムボイドフィードバック効果)

5-1 計算対象

熱出力 700 MW の高速原型炉規模の仮想体系を仮定し 必要な動特性パラメタを求め 計算を行なった。原型炉クラスになると熱流体力学動特性の核動特性への影響が大きくなると推測し 2 に述べたSPEC-FRコードにより数値計算を行なった。仮想体系の形状を第4-24図にまた炉心およびブランケットの元素組成を第4-4表に示す。炉心動特性の数値計算においては第4-25図に示すように炉心およびブランケットを合計7領域に分割し、階段状反応度外乱は第4領域に加えられるとする。

核的には遅発中性子1組を考慮して4群拡散方程式を基礎式とし 冷却材の気泡発生による群炉常数へのフィードバック効果のみを考慮に入れた。アバギャン26群断面積セットによる多群拡散計算から1~3群, 4~7群, 8~14群, 15~26群をまとめて4群にした縮約4群炉常数を第4-5表に示す。中性子速度 v_g , 即発中性子スペクトル χ_g^0 , 遅発中性子スペクトル χ_g^1 , 遅発中性子割合 β および遅発中性子先行核の崩壊常数 λ の値も同時に第4-5表に示す。

ナトリウム気泡発生による群炉常数へのフィードバック係数はナトリウム気泡のない場合(臨界時)とナトリウム気泡発生時(領域3, 4, 5は気泡率80%, 領域1, 2, 6, 7は気泡率50%)の静特性計算の結果より求められたが, その結果のフィードバック係数を第4-6表に示す。また、両者の結果より炉心中央およびブランケット中央での26群スペクトルの形状が第4-26図のように得られた。この図よりナトリウム気泡発生により中性子スペクトルがわずかに高エネルギー側に移動することが判る。また この体系のナトリウム気泡係数は全体として負になる。

定常4群中性子束は、ヘルムホルツモード16項に展開して求めた。各群各モードの振巾係数 ϕ_m^g と第4-7表に示す。また 定常中性子束分布の形状を第4-27図に示す。過渡状態における中性子束、遅発中性子先行核濃度は定常分布形状と高次のヘルムホルツモード2項により展開して計算した。

熱 流体力学計算に用いるデータは第4-8表に示す。また 熱 流体力学動特性計算では 燃料ピンをr方向に4分割、z方向に80分割し、ナトリウム冷却材の過熱を無視し、ポンプ故障は考慮しない。

5-2 出力脱走計算

A 漸近炉周期 40 msec に相当する階段状反応度外乱の場合

第4領域の第3群 $\delta\epsilon_3$ を $t=+0$ に $0.25 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ だけ階段状に印加した場合 (漸近炉周期約 40 msec) の計算結果を第4-28図から第4-36図に示す。計算機時間は、 $t = 0.22226$ 秒までの過渡計算に対し、FACOM 230-60により約5分間要した。第4-28図は流量分布の時間的变化、第4-29図は定常状態および過渡状態における正規化した出力分布、第4-30図は最高出力の時間的变化、第4-31図は平均流量率の時間的变化、第4-32図は冷却材温度分布の時間的变化、第4-33図はナトリウム冷却材密度分布の時間的变化、第4-34図はナトリウム気泡率分布の時間的变化、第4-35図は燃料碎中に温度の時間的变化、第4-36図は 0.22226 秒における各群中性子束分布を示す。

第4-34図より冷却材の沸騰は $z = 102 \text{ cm}$ (第5, 6領域の境界) で 0.22195 秒に開始する。気泡率は局所的に急激に増大し 0.22177 秒にはチャンネル閉塞が生じ 第4-28図に示すように冷却材は沸騰点より下流に逆流を起し 一方 沸騰点より上部は加速される。第4-31図では 平均流量率は沸騰開始後急激に減少し、 0.22225 秒以後には負となる。

沸騰後は上述の冷却材の振舞により冷却材の高温部分 および沸騰部分は急激に沸騰開始点より上下方向共に広がっていくことは 第4-32図および第4-34図に示される。また 第4-33図は冷却材温度上昇

と沸騰後の気泡生成による沸騰領域近傍のナトリウム密度の急激な減少を示している。

第5, 6領域の平均気泡量の沸騰開始後の増大により, ω_a 固有値はボイドフィードバック効果により非沸騰時の $\omega_a = 25.6 \text{ sec}^{-1}$ から, 0.22226 秒では $\omega_a = -0.03 \text{ sec}^{-1}$ に減少する。第4-29図は, 0.22226 秒における軸方向出力分布が定常時に比して若干冷却材入口側に偏ってくることを示す。これは第4-36図に示すように第5, 6領域の空間的なナトリウム気泡発生によるフィードバック効果による中性子束分布の変動のためである。しかし第4-36図と第4-27図と比較により明らかなように中性子束空間分布のボイドフィードバックによる変動は第4群中性子束を除き, 余り顕著でない。また第4群中性子束は他の群に比べて相対的に小さいので中性子束の空間分布の変動の熱出力分布への影響は殆んどないといえる。

なお, 第4-35図より明らかなように, ナトリウム沸騰に先立ちすでに燃料棒中心温度は燃料溶融温度を超えているので, 燃料溶融を考慮しないSPEC-FRコードによる以上の解析結果は実際とはかなり異なった様相を示していると推測される。しかし, 燃料溶融による影響は一応問題外として, ナトリウムの気泡生成の核動特性への影響を検討する上ではSPEC-FRコードの方法は, 十分に目的を果たしている。

B. 漸近炉周期 500 msec に相当する階段状反応度外乱の場合

同じく第4領域の第3群 $\delta \Sigma_f$ を $t = +0$ に $0.24 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ だけ増加した場合 (漸近炉周期約 500 msec) の計算結果を第4-37図より第4-45図に示す。 $t = 1.459$ 秒までの過渡現象に対し 200 秒の計算時間を要した。Aと同様に第4-37図にナトリウム流量率分布の時間的变化, 第4-38図に定常および過渡状態における正規化した出力分布, 第4-39図に最高出力の時間的变化, 第4-40図に平均流量率の時間的变化, 第4-41図に冷却材温度分布の時間的变化, 第4-42図に冷却材密度分布の時間的变化, 第4-43図にナトリウム気泡率分布の時間的变化, 第4-44図に燃料棒中心温度の時間的变化, 第4-45図に 1.459 秒における各群中性子束分布を示す。

第4-43図より冷却枝の沸騰はこの場合には $z = 120 \text{ cm}$ (第6, 7領域境界)で, 1.443秒に開始する。第4-37図に示すように 1.455秒後には下流に逆流を生じる。また 第4-45図に示すように沸騰開始後 第4群中性子束分布はAの場合と同様 入口側に若干歪むが, 気泡発生部分が, インポートランスの低いブランクett側に偏っているので中性子束の歪みはAの場合に比して小さい。

沸騰後, 第6, 7領域の平均気泡量の増大に伴い, ω_a 固有値がボイドフィードバック効果により減少するのはAの場合と同様であり, 非沸騰時の ω_a の値が 1.9727 sec^{-1} であるのに対し, 1.457秒には $\omega_a = 0.17229 \text{ sec}^{-1}$ となる。第4-43図より明らかなように過渡状態における気泡発生部分がAの場合に比し大きいものにもかかわらず, ω_a 固有値の減少が小さいことはボイドフィードバックの空間的效果がブランクettでは炉心に比し小さいことによる。このことは高速炉においても内部フィードバック効果の計算には, その空間依存性を十分詳細に求めることが動特性計算の精度向上にとり重要なことを示している。

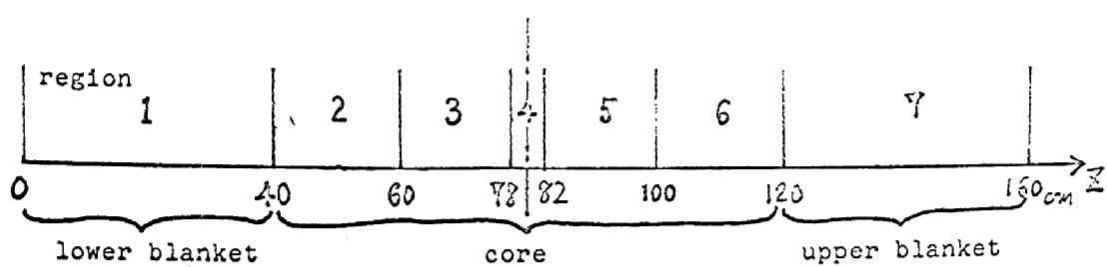
5-3 結論

以上の2つの数値計算の結果より, 仮想体系の反応度事故による過渡状態における中性子束の空間分布のボイドフィードバックによる変動は第4群中性子束を除き 余り顕著でないことがわかった。第4群中性子束は他の群に比し, 相対的に小さいので 熱出力の空間分布の変動には何ら影響を与えず 結局, 反応度事故の場合の中性子束の空間依存性は殆んど問題にする必要はないと思われる。しかし 過渡状態における中性子束変動の漸近時定数 ω_a を より精度よく求めるためには内部フィードバックの空間効果を正しく求めておく必要があること, および熱流体力学動特性の空間依存性(この計算例の場合には気泡率の空間分布)の精度のよい計算が必要なことを示している。

上述の核動特性計算では 展開モードを3項しかとっていないので過渡状態における空間分布形状, および漸近時定数 ω_a の絶対的な精度については若干の疑問は残る。より多くの展開モード数を用いると大抵モード数の平方に比例して計算機時間が増大するので, 計算機時間の制約 およ

	name of element	number of nuclius/cm ³ × 10 ²⁴
core	O	0.21230 × 10 ⁻¹
	Na	0.638 × 10 ⁻²
	Cr	0.3521 × 10 ⁻²
	Fe	0.1257 × 10 ⁻¹
	Ni	0.2079 × 10 ⁻²
	Mo	0.106 × 10 ⁻³
	U ²³⁵	0.6094 × 10 ⁻⁴
	U ²³⁸	0.8706 × 10 ⁻²
	Pu ²³⁹	0.2381 × 10 ⁻²
	Pu ²⁴⁰	0.3378 × 10 ⁻³
	Pu ²⁴¹	0.8207 × 10 ⁻⁴
	Pu ²⁴²	0.9543 × 10 ⁻⁵
blanket	O	0.2696 × 10 ⁻¹
	Na	0.5604 × 10 ⁻²
	Cr	0.326 × 10 ⁻²
	Fe	0.1164 × 10 ⁻¹
	Ni	0.1925 × 10 ⁻²
	Mo	0.9816 × 10 ⁻³
	U ²³⁵	0.9436 × 10 ⁻⁴
	U ²³⁸	0.1339 × 10 ⁻¹

第4-4表 高速原型炉仮想体系の元素組成



第4-25図 高速原型炉仮想体系のz軸方向の領域分割図

region 3, 4, 5

g	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\nu \Sigma_f$ (cm ⁻¹)	g' → g	$\Sigma_g^{g' \rightarrow g}$ (cm ⁻¹)
1	2.9146	0.01163	0.0336	1 → 2	0.05153
2	1.8385	0.00704	0.01536	1 → 3	0.0032
3	1.11045	0.01030	0.01457	2 → 3	0.00987
4	0.70672	0.0598	0.06089	3 → 4	0.00031

region 2, 6

g	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\nu \Sigma_f$ (cm ⁻¹)	g' → g	$\Sigma_g^{g' \rightarrow g}$ (cm ⁻¹)
1	2.91467	0.01163	0.0336	1 → 2	0.05153
2	1.83453	0.00701	0.01529	1 → 3	0.0032
3	1.10139	0.01053	0.01473	2 → 3	0.01003
4	0.70594	0.06115	0.06253	3 → 4	0.00037

region 1, 7

g	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\nu \Sigma_f$ (cm ⁻¹)	g' → g	$\Sigma_g^{g' \rightarrow g}$ (cm ⁻¹)
1	2.67856	0.0092	0.02429	1 → 2	0.06022
2	1.56755	0.00284	0.00201	1 → 3	0.00411
3	0.92828	0.0069	0.00062	2 → 3	0.01443
4	0.75275	0.03298	0.00325	3 → 4	0.00091

neutron velocity

$$V_1 = 2.6635 \times 10^8 \text{ cm/sec}$$

$$V_2 = 1.0242 \times 10^9 \text{ cm/sec}$$

$$V_3 = 2.8587 \times 10^8 \text{ cm/sec}$$

$$V_4 = 3.1753 \times 10^7 \text{ cm/sec}$$

prompt neutron spectrum

$$\chi_1^p = 0.288, \quad \chi_2^p = 0.674, \quad \chi_3^p = 0.038, \quad \chi_4^p = 0.0$$

delayed neutron spectrum

$$\chi_1^d = 0.0, \quad \chi_2^d = 1.0, \quad \chi_3^d = 0.0, \quad \chi_4^d = 0.0$$

fraction of delayed neutron

$$\beta = 0.0042$$

decay constant

$$\lambda = 0.08 \text{ sec}^{-1}$$

第4-5表 高速原型炉仮想体系の4群縮約炉常数と核動特性パラメタ

region 3,4,5

g	$\frac{\partial D}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \Sigma_a}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \nu \Sigma_f}{\partial \alpha}$	$g' \rightarrow g$	$\frac{\partial \Sigma_s}{\partial \alpha}$
1	3.032×10^{-8}	0	0	1 \rightarrow 2	-5.8375×10^{-8}
2	2.053×10^{-8}	0	0	1 \rightarrow 3	0
3	9.756×10^{-4}	-3.125×10^{-6}	-1.875×10^{-6}	2 \rightarrow 3	-1.25×10^{-6}
4	3.249×10^{-4}	-6.5×10^{-6}	-6.125×10^{-6}	3 \rightarrow 4	-1.75×10^{-6}

region 2,6

g	$\frac{\partial D}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \Sigma_a}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \nu \Sigma_f}{\partial \alpha}$	$g' \rightarrow g$	$\frac{\partial \Sigma_s}{\partial \alpha}$
1	2.9424×10^{-3}	0	0	1 \rightarrow 2	-3.82×10^{-5}
2	1.982×10^{-3}	0	0	1 \rightarrow 3	0
3	9.624×10^{-4}	-3.6×10^{-6}	-2.4×10^{-6}	2 \rightarrow 3	-1.3×10^{-6}
4	3.194×10^{-4}	-6.8×10^{-6}	-6.4×10^{-6}	3 \rightarrow 4	-2.0×10^{-6}

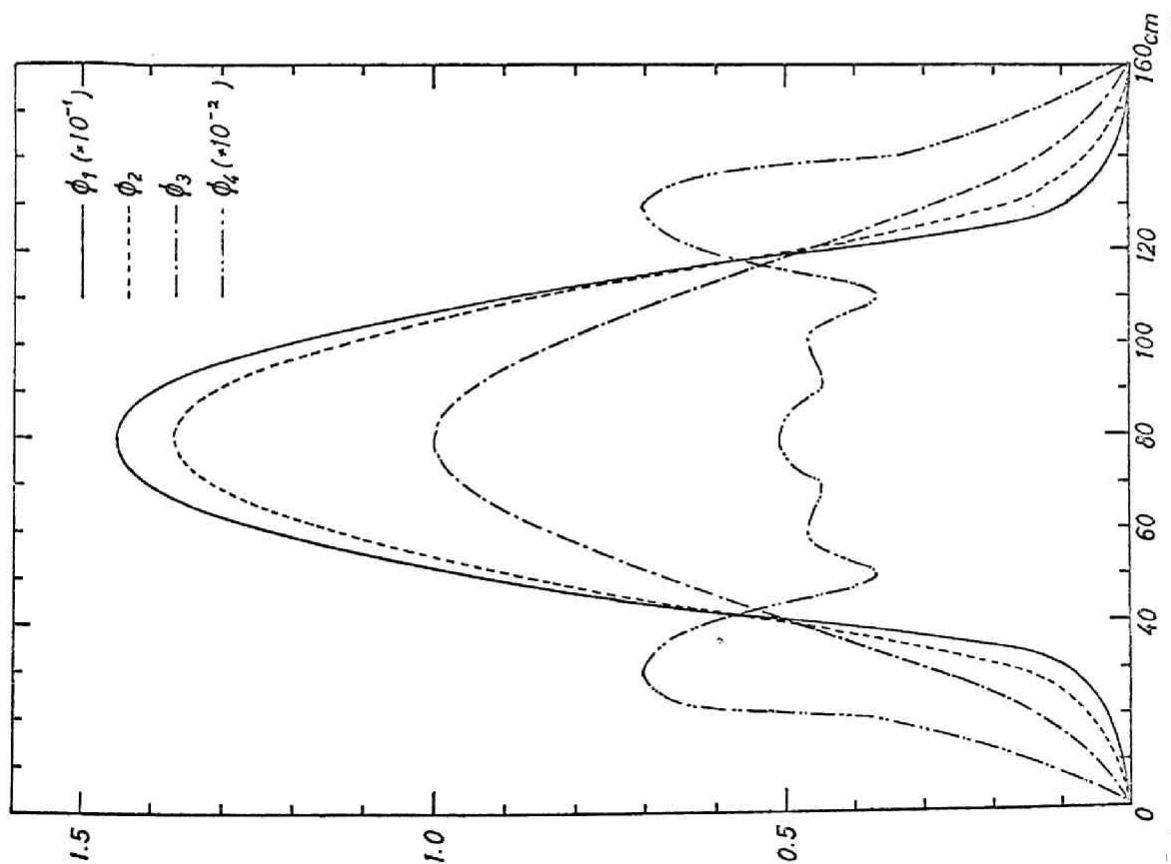
region 1,7

g	$\frac{\partial D}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \Sigma_a}{\partial \alpha}$	$\frac{\partial \nu \Sigma_f}{\partial \alpha}$	$g' \rightarrow g$	$\frac{\partial \Sigma_s}{\partial \alpha}$
1	2.167×10^{-3}	0	0	1 \rightarrow 2	-3.36×10^{-6}
2	1.2724×10^{-3}	0	0	1 \rightarrow 3	0
3	6.402×10^{-4}	-2.8×10^{-6}	0	2 \rightarrow 3	-1.52×10^{-6}
4	3.071×10^{-4}	-5.2×10^{-6}	0	3 \rightarrow 4	-4.0×10^{-6}

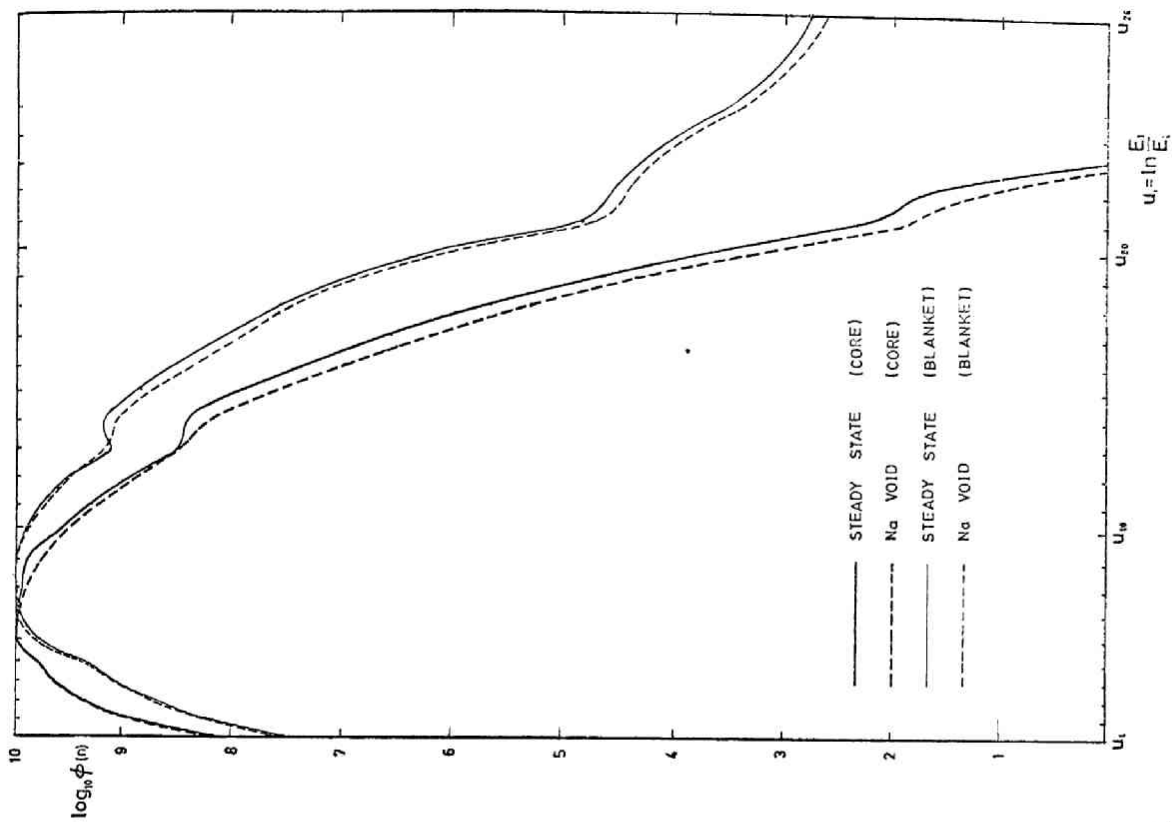
第4-6表 高速原型炉仮想体系のナトリウムボイドフィードバック係数
(α : パーセントボイド)

$\begin{matrix} g \\ m \end{matrix}$	1	2	3	4
1	1.0304×10^{-1}	1.0	7.8969×10^{-1}	5.7847×10^{-3}
2	0	0	0	0
3	-4.161×10^{-2}	-3.4926×10^{-1}	-1.6834×10^{-1}	1.9203×10^{-3}
4	0	0	0	0
5	-2.6754×10^{-3}	-2.3328×10^{-2}	-1.1839×10^{-2}	3.1609×10^{-4}
6	0	0	0	0
7	6.1256×10^{-3}	3.3949×10^{-2}	-5.8164×10^{-3}	-1.0420×10^{-3}
8	0	0	0	0
9	1.7535×10^{-3}	1.1754×10^{-2}	8.3240×10^{-4}	-4.8451×10^{-4}
10	0	0	0	0
11	-2.0218×10^{-3}	-7.9652×10^{-3}	4.9233×10^{-3}	4.1821×10^{-4}
12	0	0	0	0
13	-9.1708×10^{-4}	-5.5194×10^{-3}	4.2263×10^{-4}	3.4063×10^{-4}
14	0	0	0	0
15	8.5763×10^{-4}	2.5489×10^{-3}	-2.6031×10^{-3}	-2.3190×10^{-4}
16	0	0	0	0

第4-7表 高速原型炉仮想体系の各群定常中性子束のヘルムホルツ
モード成分



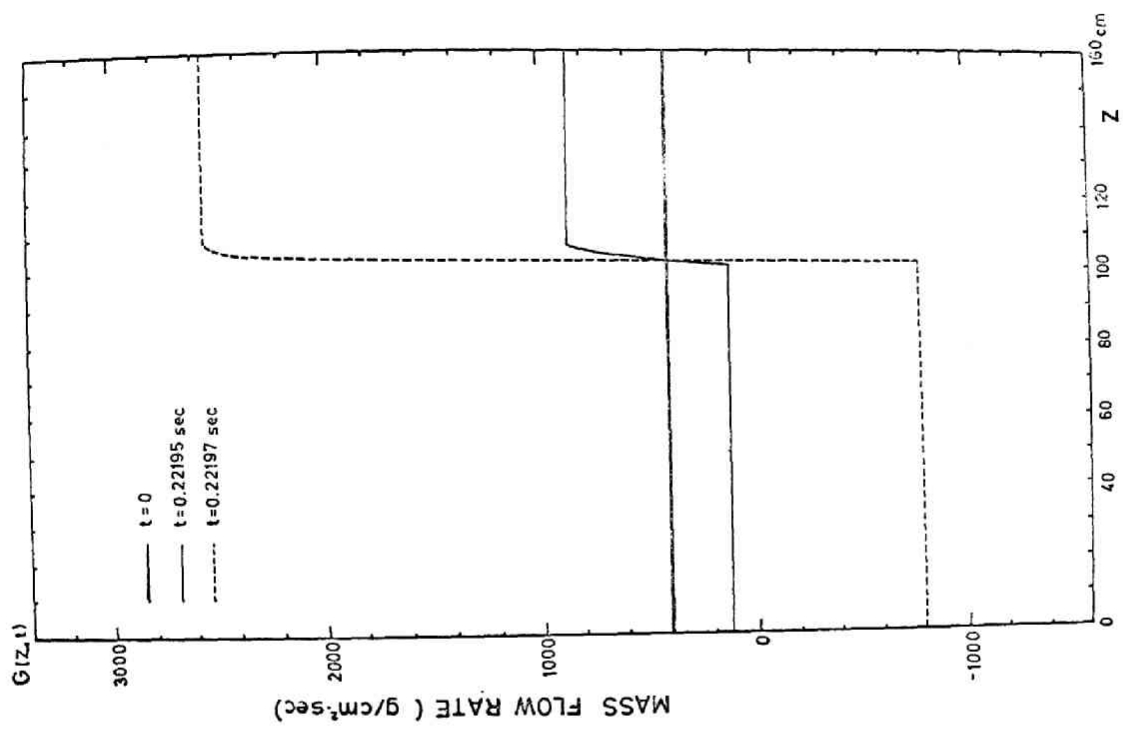
第4-27図 高速原型炉仮想体系の臨界状態での
各群中性子束分布形状



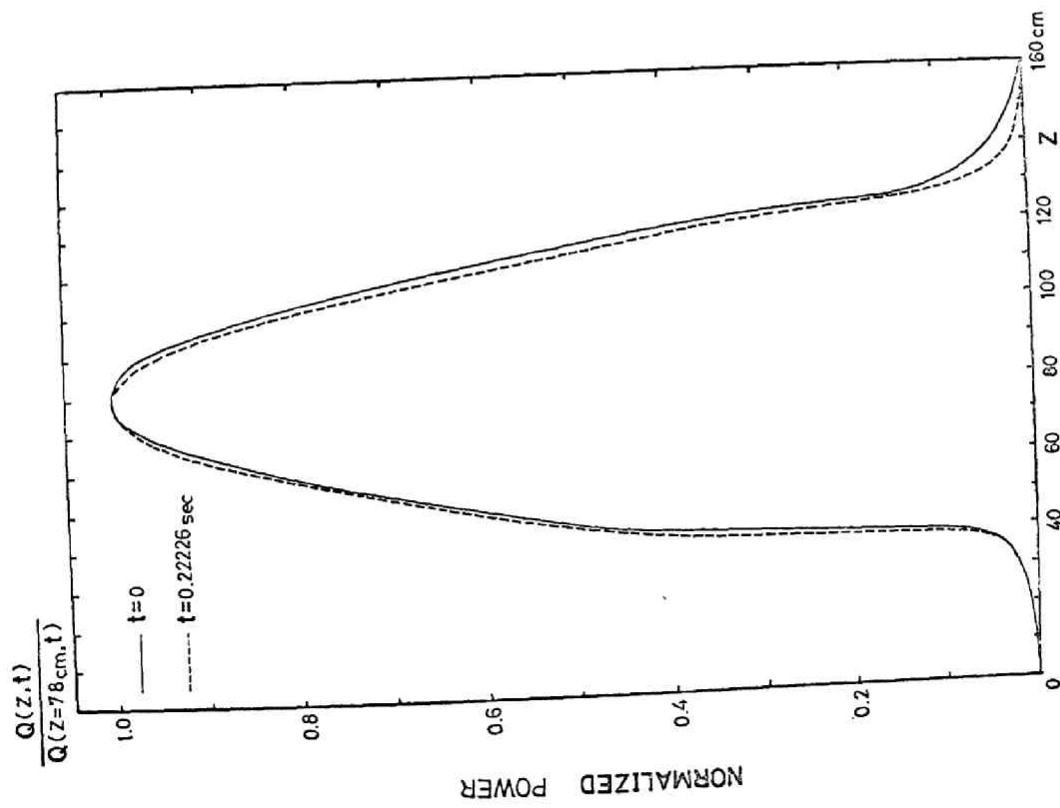
第4-26図 高速原型炉仮想体系の炉心およびブラン
ケットのエネルギースペクトル (実線は臨界時, 点線は
ナトリウムボイド発生時)

reactor power		$\approx 700 \text{ MWt}$
core radius		80 cm
core height		80 cm
upper blanket height		40 cm
lower blanket height		40 cm
fuel pin diameter	D	0.635 cm
equivalent diameter of coolant channel	Dh	0.635 cm
coolant volume ratio	f	0.5
transformation constant from fission rate to the heat generation rate	q	$6 \times 10^4 \text{ cal/cm}^3$
steady state mass flow rate	G _o	$400 \text{ g/cm}^2 \text{ sec}$
inlet coolant temperature	TC ^o	400° C
outlet coolant pressure	P	2.0 a.p.
fuel density	ρ_f	11.5 g/cm^3
liquid sodium density	ρ_s	$0.9514 - 2.392 \times 10^{-4} \text{ TC } \text{ g/cm}^3$
specific heat of fuel	C _f	$0.07287 \text{ cal/g}^\circ \text{ C}$
specific heat of liquid sodium	C _s	$0.3084 \text{ cal/g}^\circ \text{ C}$
specific heat of sodium gas	C _g	$0.215 \text{ cal/g}^\circ \text{ C}$
thermal conductivity of fuel	K _f	$0.078 \text{ cal/cm sec}^\circ \text{ C}$
thermal conductivity of sodium	K _s	$0.215 - 1.15 \times 10^{-4} \text{ TC } \text{ cal/cm sec}^\circ \text{ C}$
thermal resistance between the fuel and cladding	R _c	$5.0 \text{ sec cm}^2 \text{ }^\circ \text{ C/cal}$

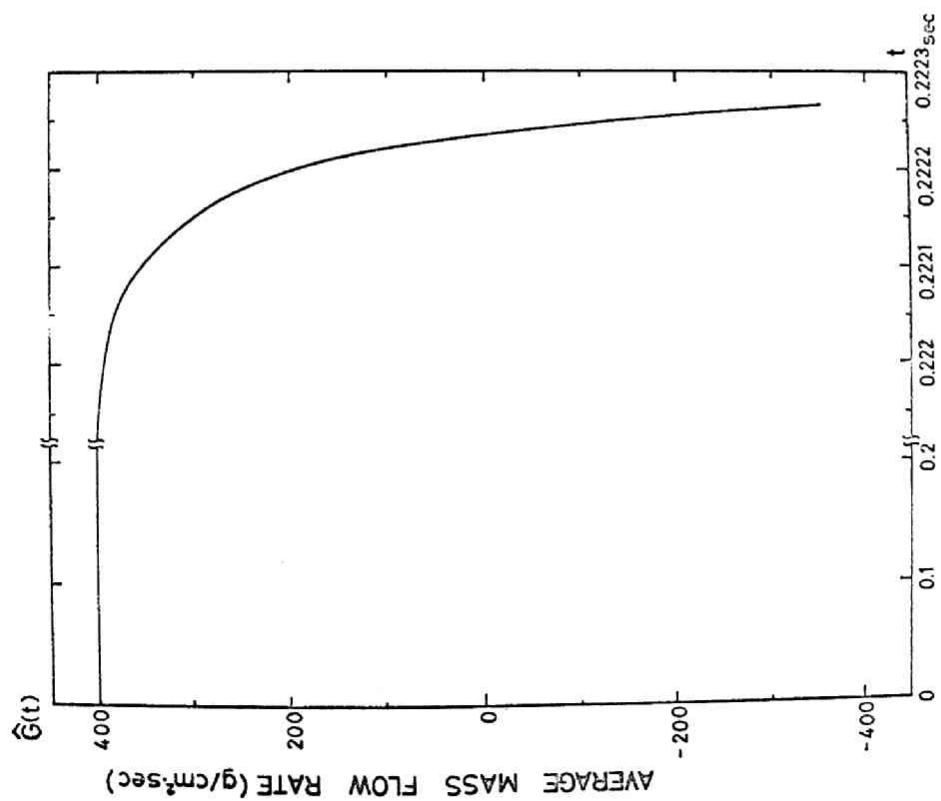
第4-8表 高速原型炉仮想体系の特性値および熱流体力学動特性パラメタ



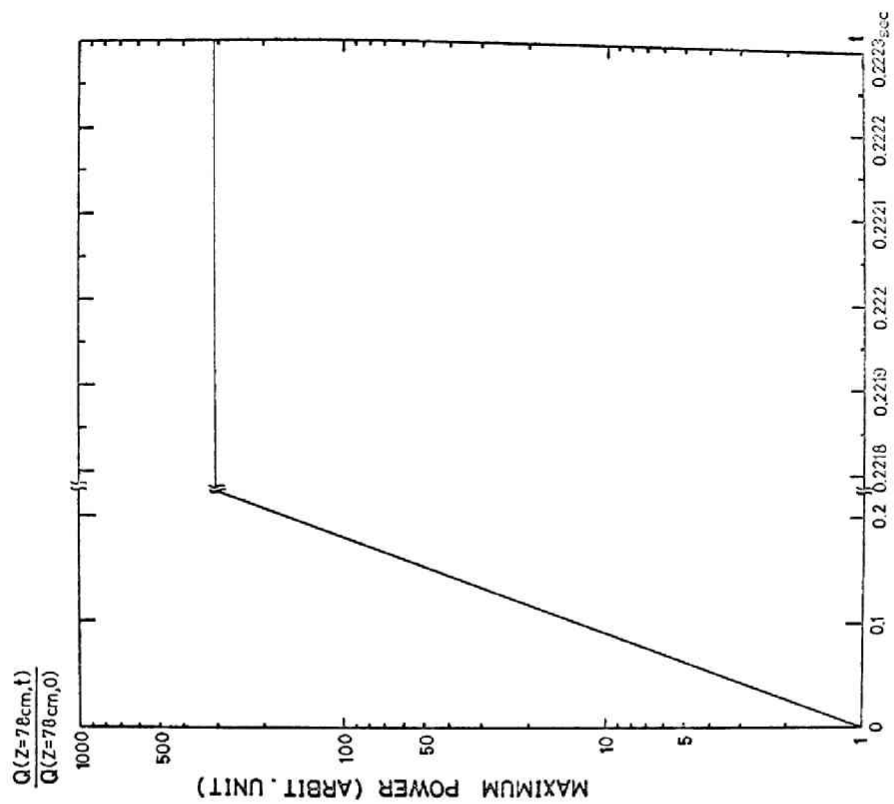
第4-28図 ナトリウム流量分布の時間的变化
(計算例 A の場合)



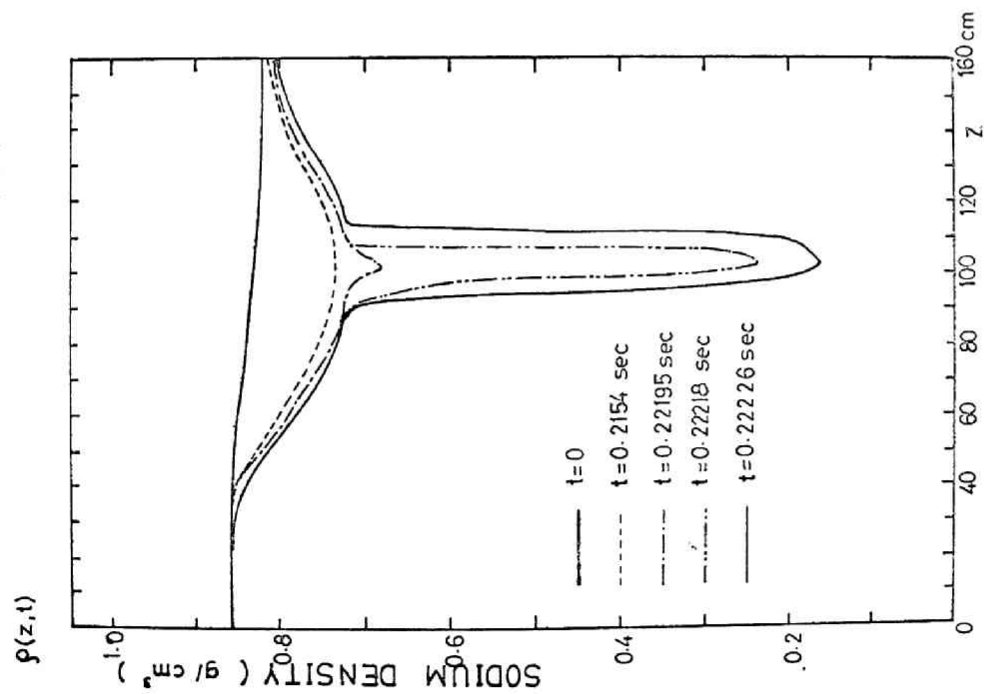
第4-29図 定常状態および過渡状態での正規化
熱出力分布 (A の場合)



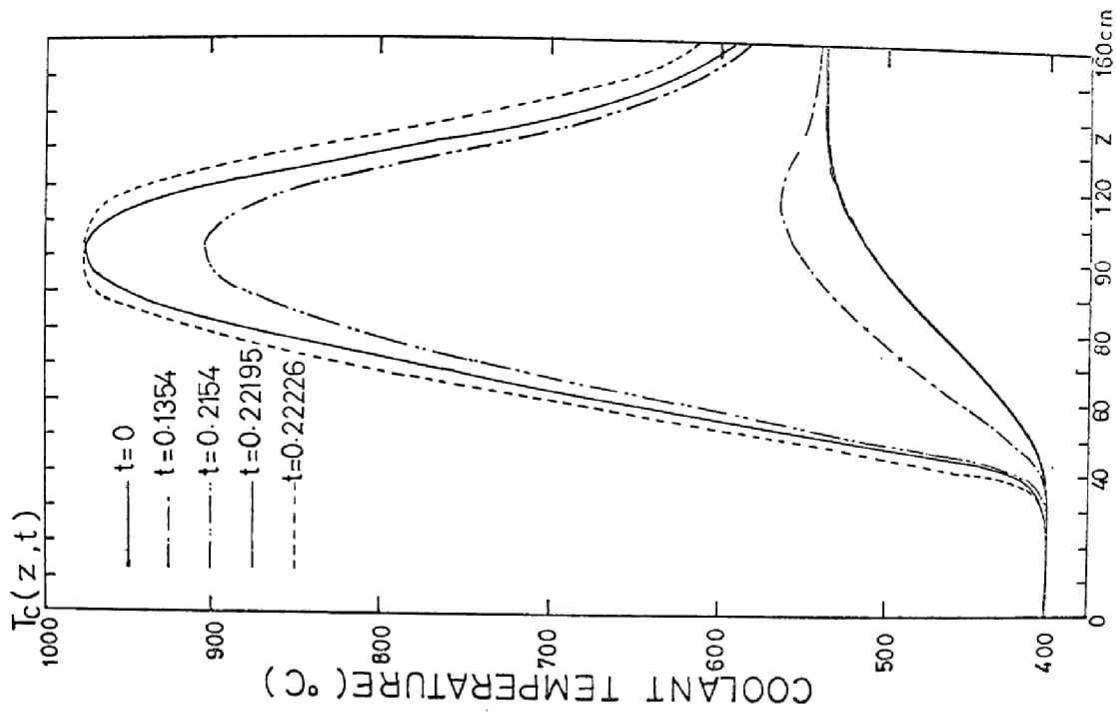
第4-31図 ナトリウム平均流量率の時間的变化
(Aの場合)



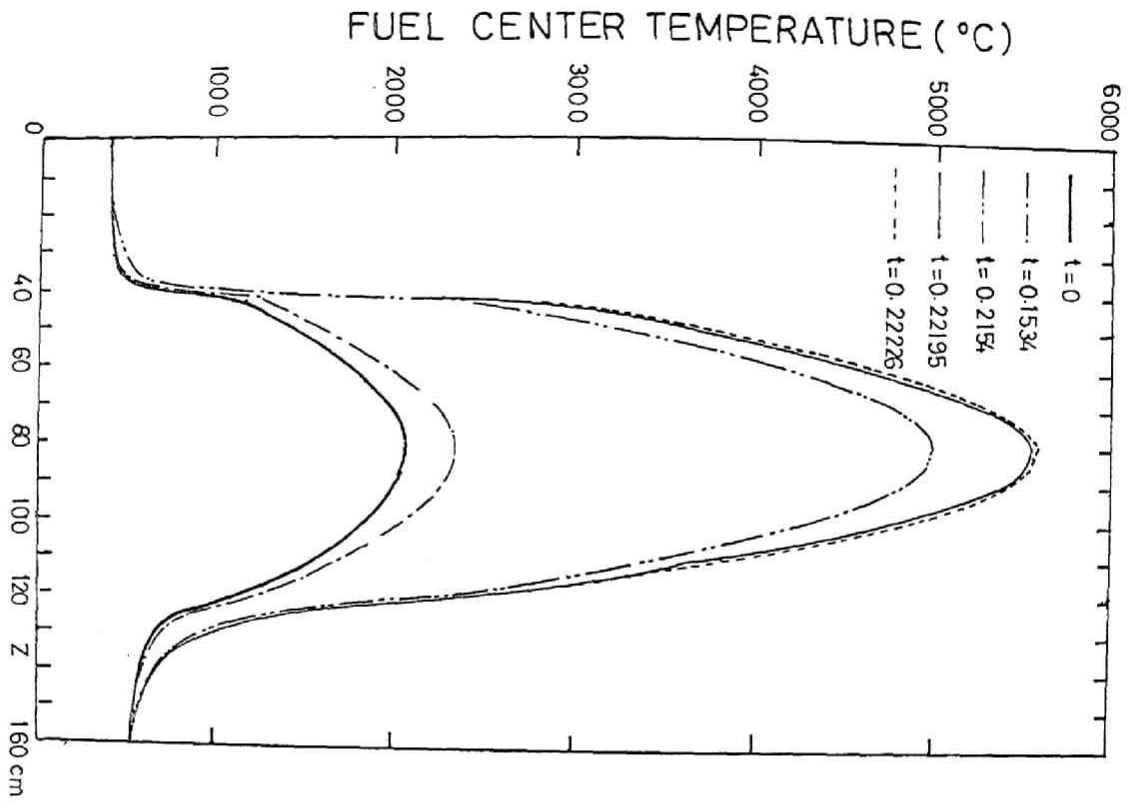
第4-30図 最高出力の時間的变化
(Aの場合)



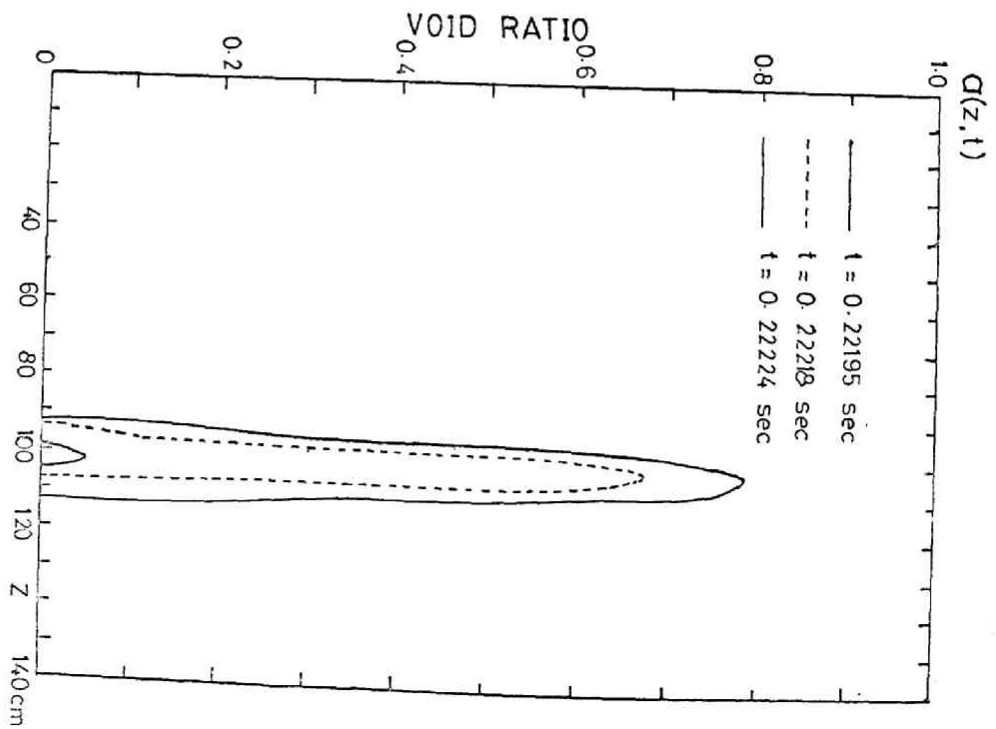
第4-33図 ナトリウム冷却液密度分布の時間的变化 (Aの場合)



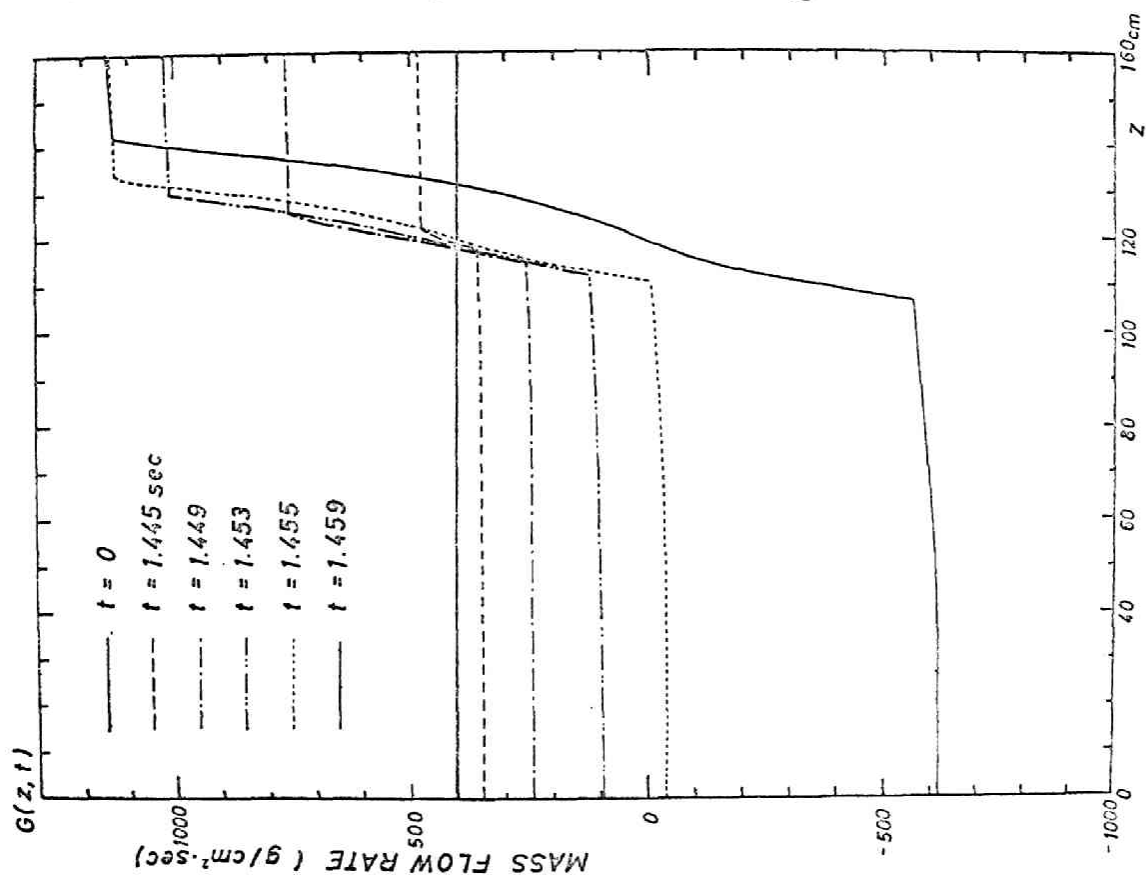
第4-32図 冷却液温度分布の時間的变化 (Aの場合)



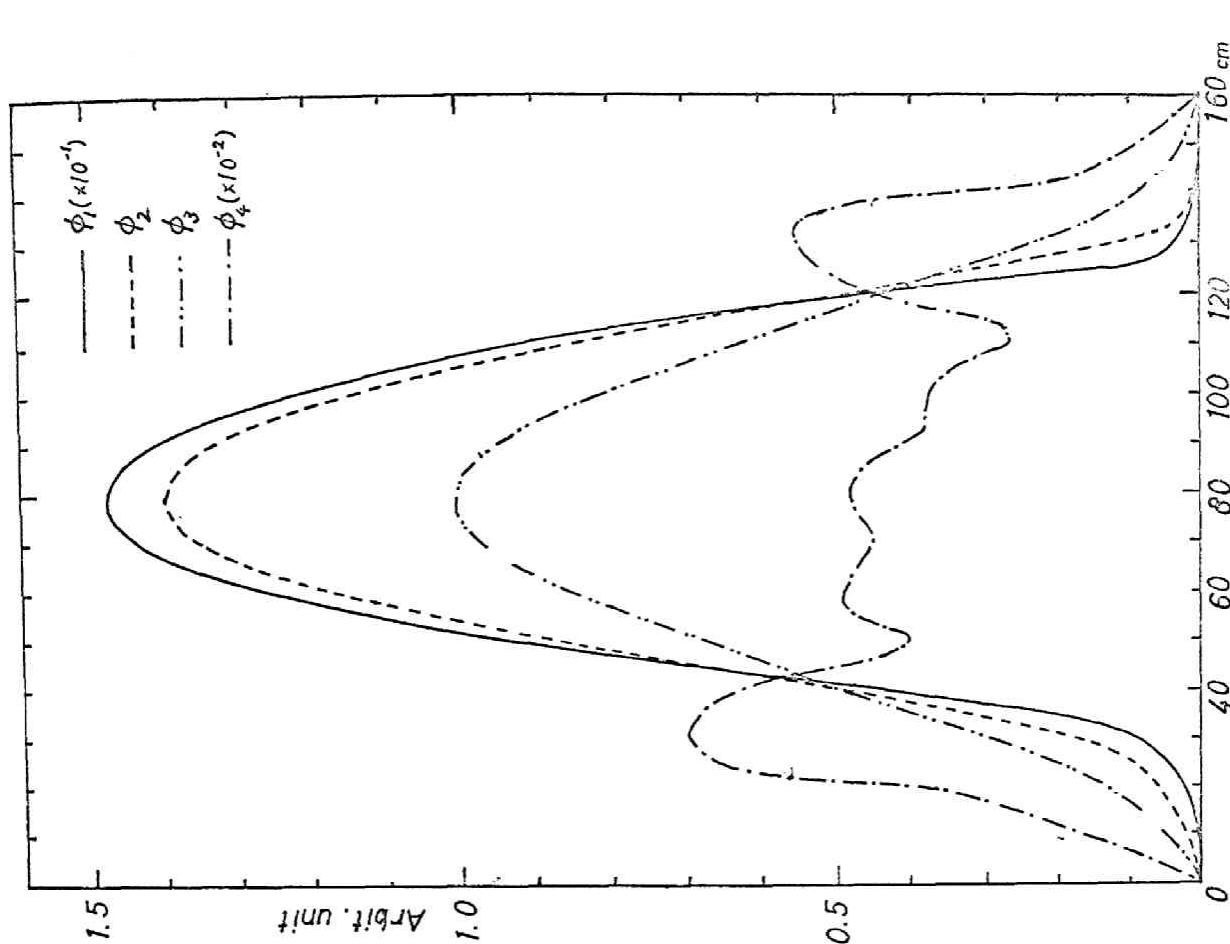
第4-35図 燃料棒中心温度分布の時間的変化 (Aの場合)



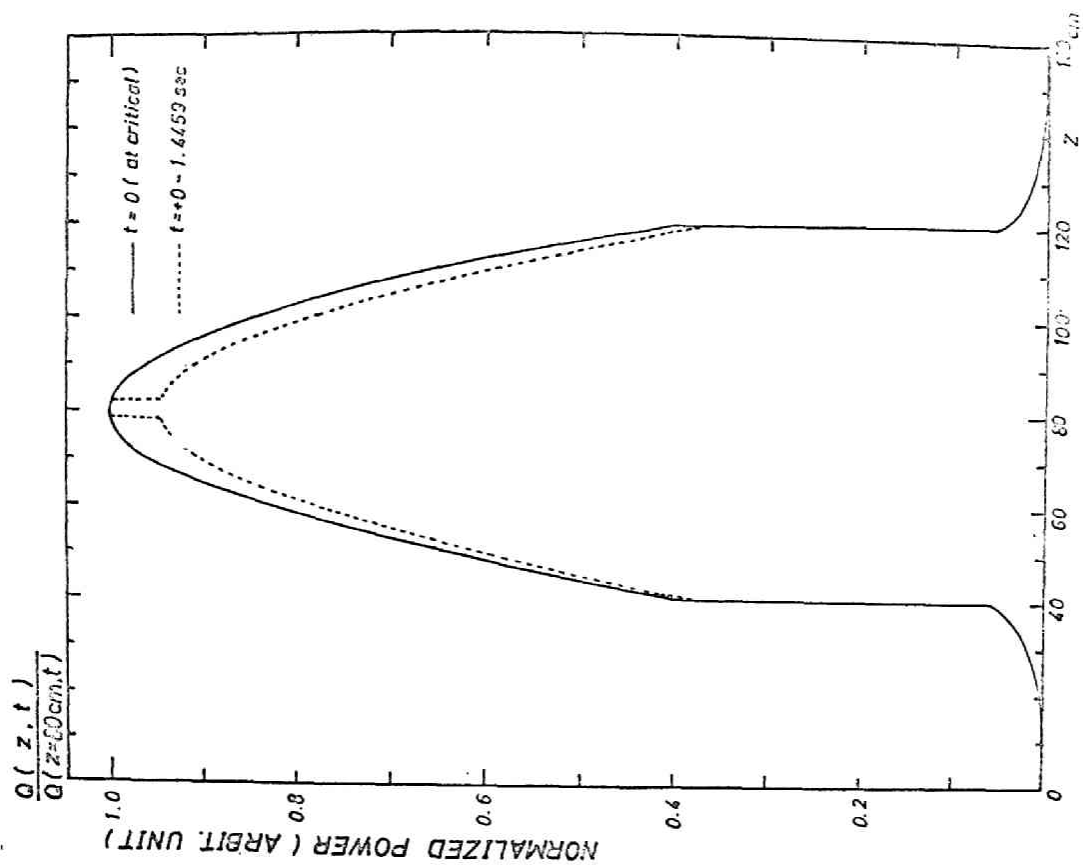
第4-34図 ナトリウム冷却蒸気発生率分布の時間的変化 (Aの場合)



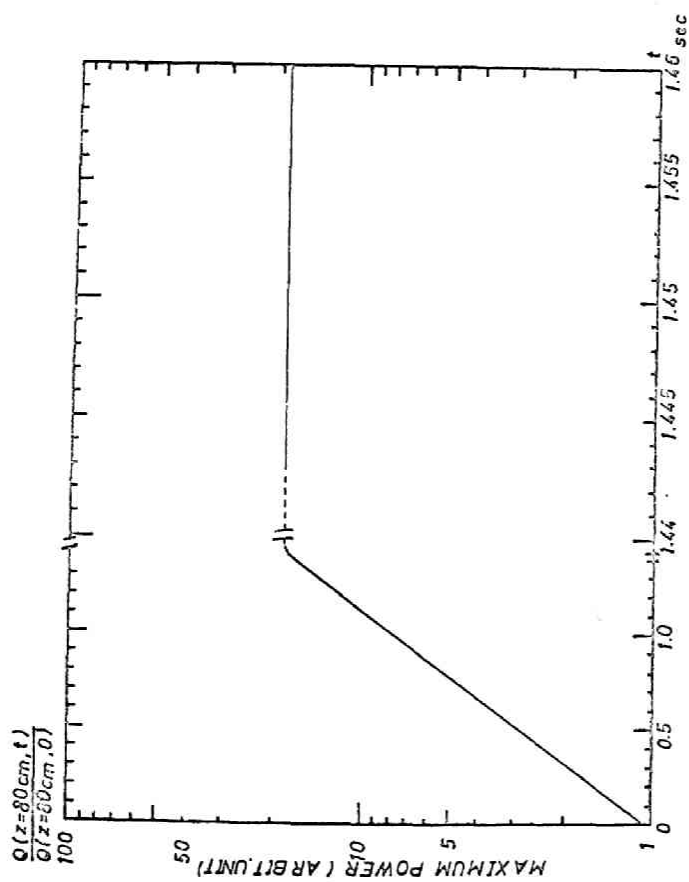
第4-37図 ナトリウム冷却材流量率分布の時間的変化 (計算例Bの場合)



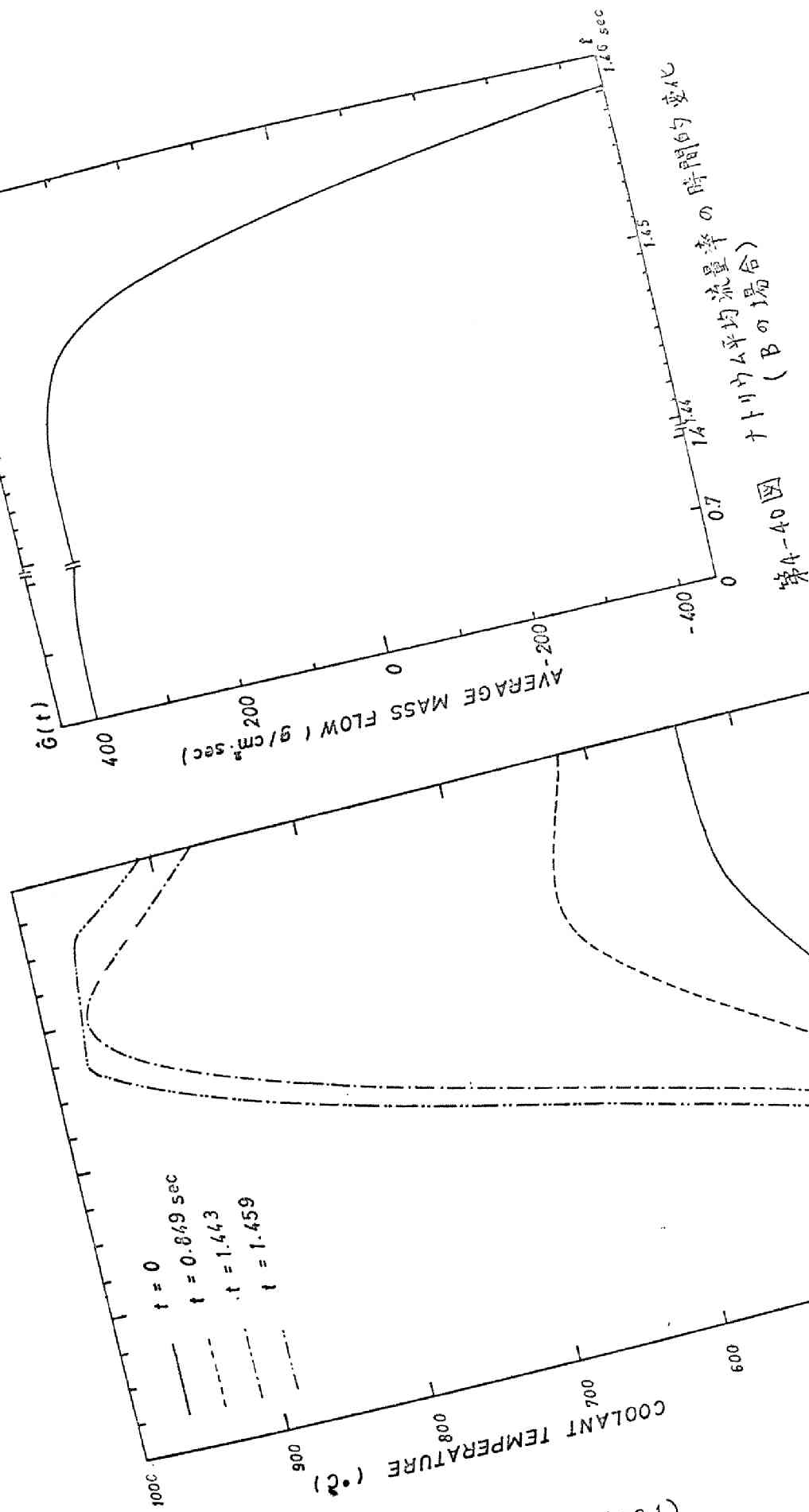
第4-36図 0.22226秒における各群中性子束空間分布 (Aの場合)



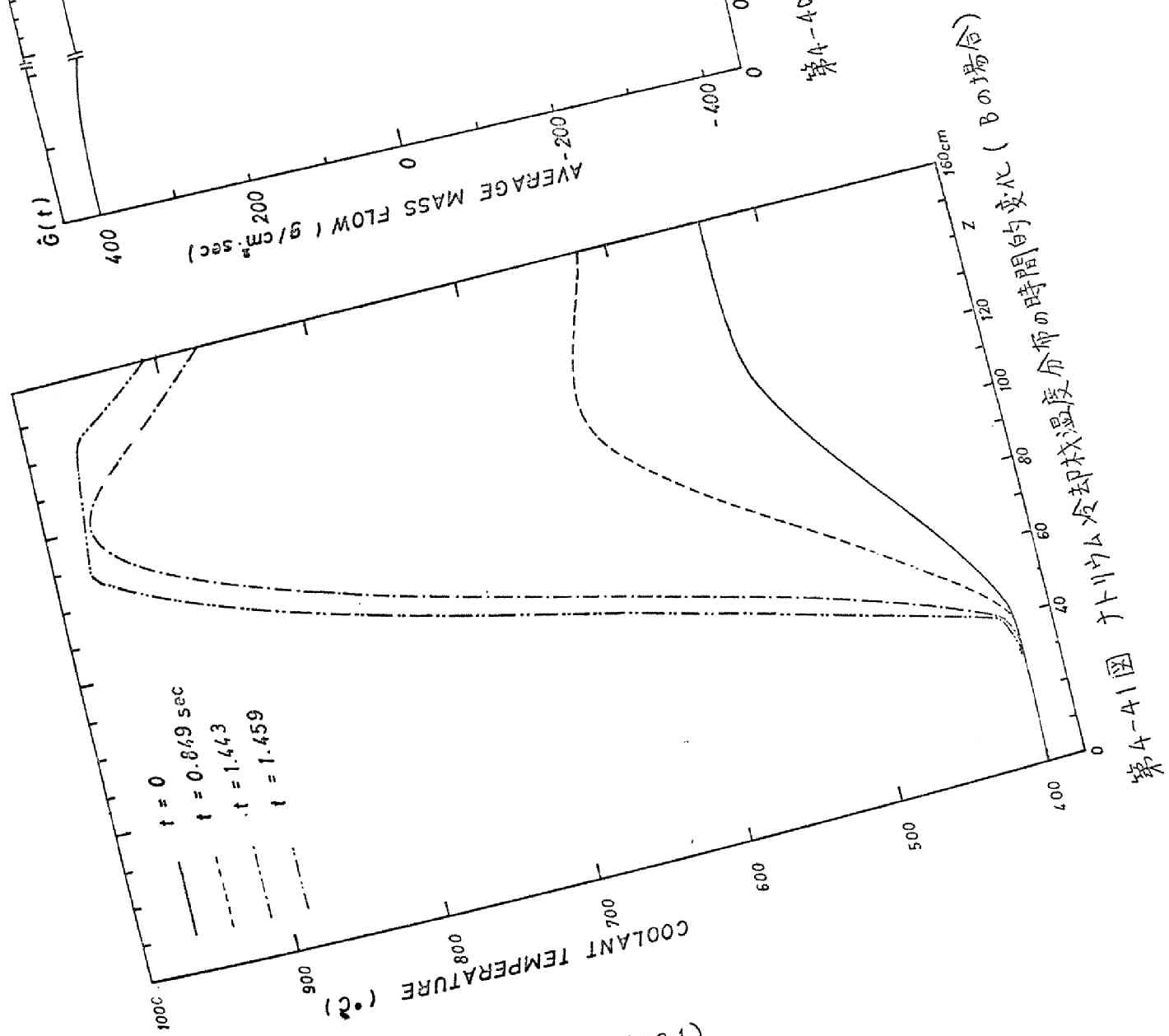
第4-38図 定常および過渡状態での正規化熱出力分布 (B の場合)



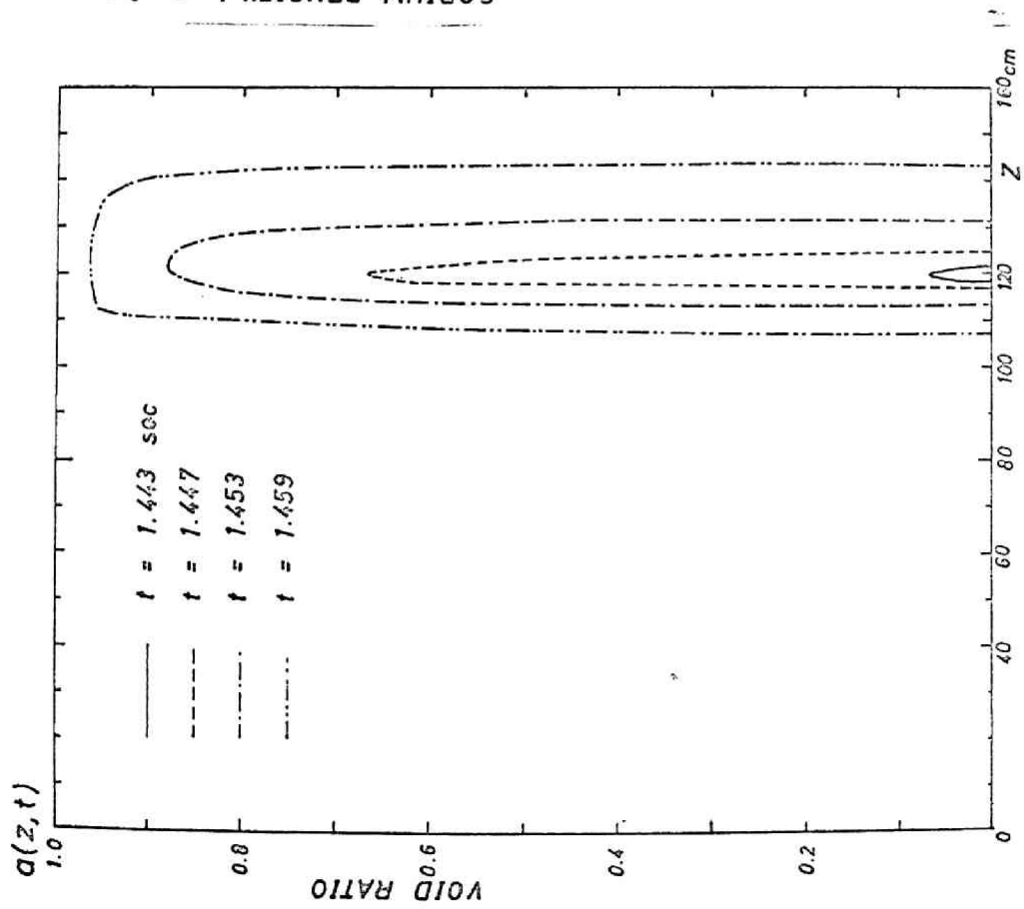
第4-39図 最高出力の時間的变化 (B の場合)



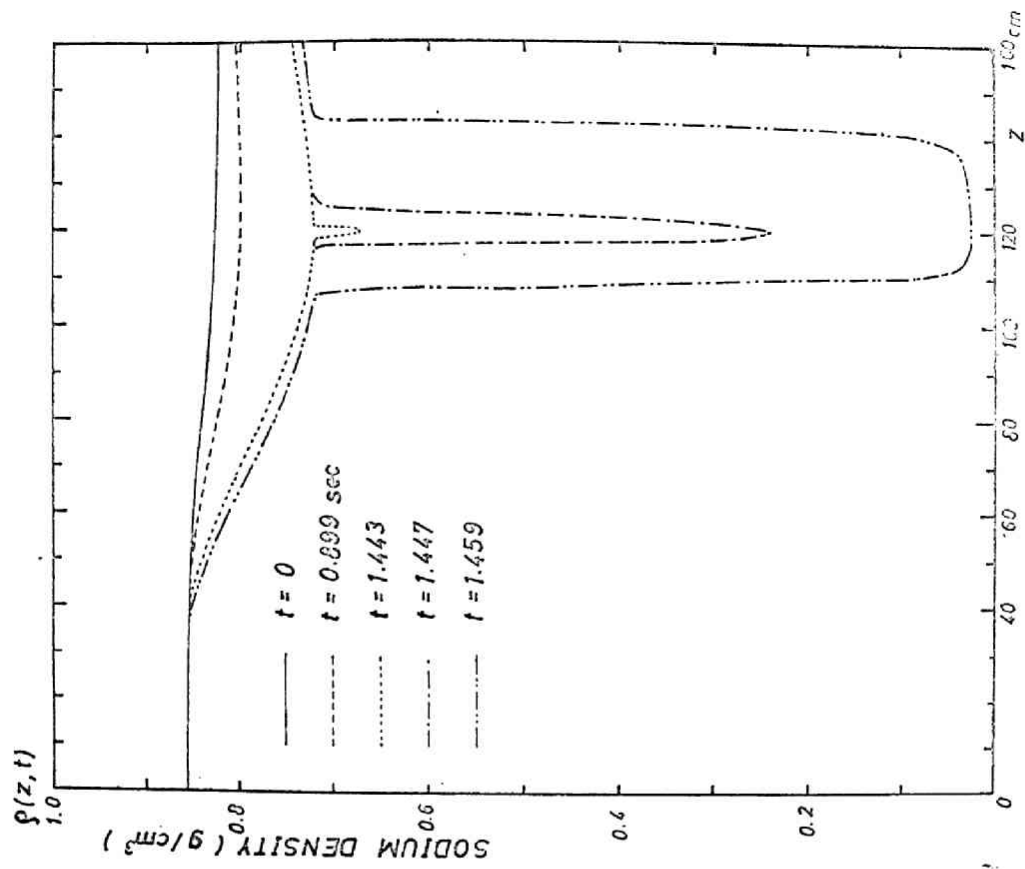
第4-40図 ナトリウム平均流量率の時間的变化 (Bの場合)



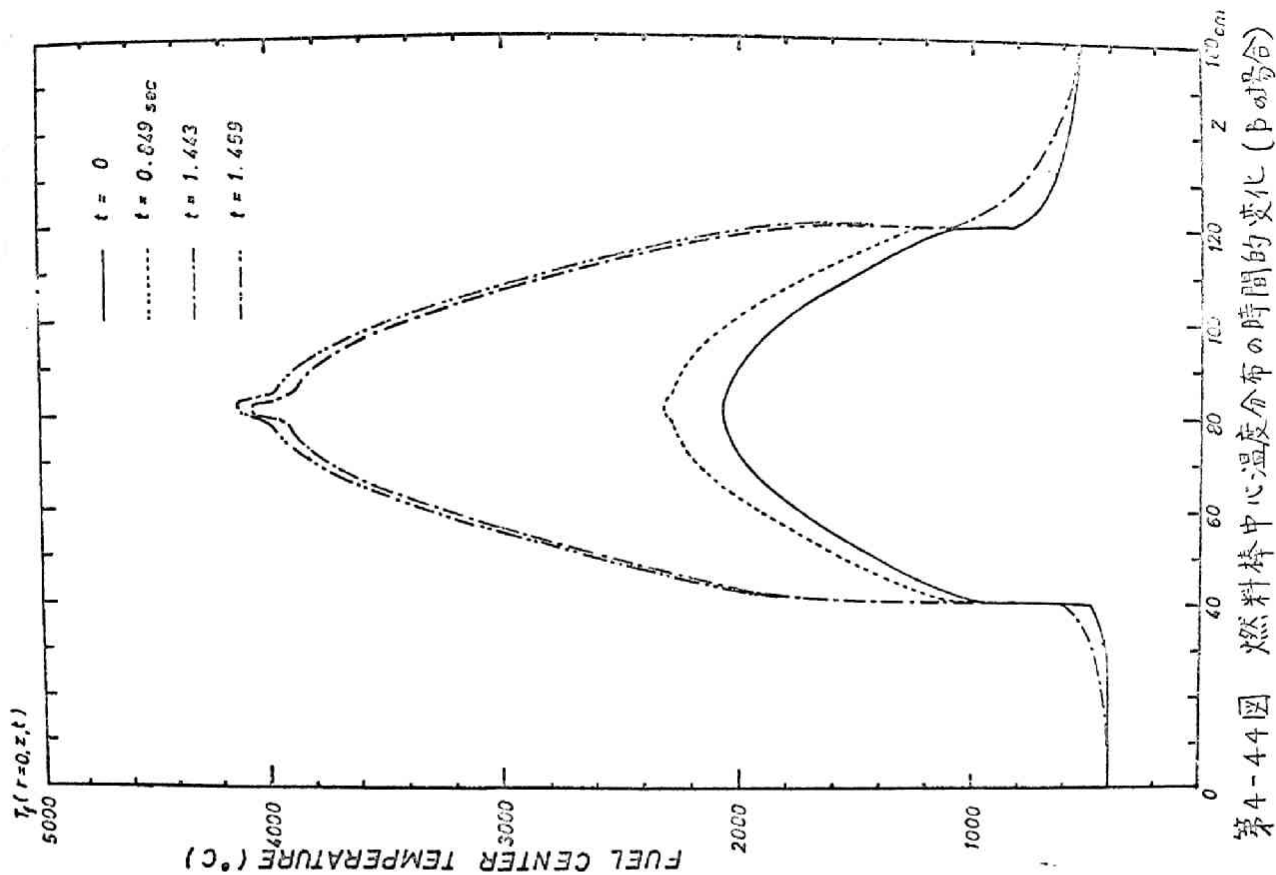
第4-41図 ナトリウム冷却温度分布の時間的变化 (Bの場合)



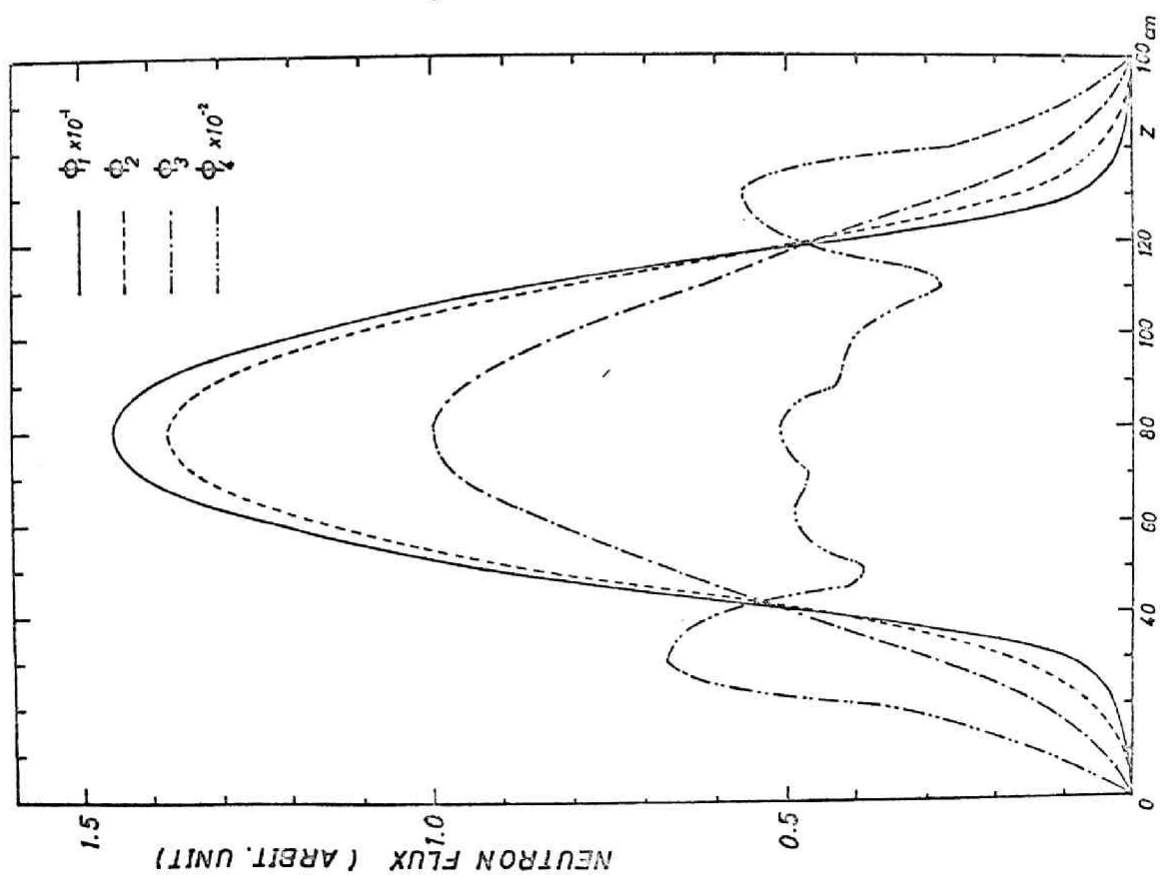
第4-43図 ナトリウム冷却枝気泡率分布の時間的变化
(Bの場合)



第4-42図 ナトリウム冷却枝密度分布の時間的变化
(Bの場合)



第4-44図 燃料棒中心温度分布の時間的变化 (Bの場合)



第4-45図 1.459秒における各群中性子束空間分布 (Bの場合)

び、4. における高速実験炉 JFE R での計算より空間依存性の影響が少いという結果を得たことにより、このような比較的少数のモード数による計算を行なったのであるが、このようなモード展開法の精度についての厳密な検討のために、一般的にモード展開法よりは厳密な数値解の得られる差分法との比較が、今後の問題であろう。

熱流体力学動特性の解析を検討すれば、SPEC-FRコードでは燃料溶融の考慮のない以外に、二相流モデルの予冷沸騰の無視すべり比を1にしている点および過渡状態での圧力分布の物性値への影響を無視している点で実際と大きな隔たりがあると思われる。しかし、これらはいずれも実験データとの対比により考慮に入れ得るものであり、現状、ナトリウム二相流の実験によるこれらの問題点は世界的にも未だ十分に解明されていないので、SPEC-FRコードでの解析には取入れ得なかった。

6 ハイブリッドシミュレーションによる高速原型炉仮想体系の数値計算 (ドップラーフィードバック)

6-1 計算対象

5: と同様の仮想炉体系をとり、5 における結論より核動特性は中性子束の空間依存性を無視し、一点近似式により記述し、内部フィードバック効果としてドップラー効果のみを考えた。5 の仮想炉体系の場合のドップラーフィードバック反応度 ρ_{fb} の式として MAKONコードによる26群拡散計算から次式が得られた。

$$\rho_{fb} = -0.78 \times 10^{-6} (\bar{T}_f - \bar{T}_f^0) \quad (4-84)$$

ただし、 \bar{T}_f および \bar{T}_f^0 は過渡状態および定常状態における炉心平均燃料温度である。このフィードバックモデルは、内部フィードバックの空間依存性を考慮していないので、5 の結論から見れば適當とはいえないがドップラー効果は数値的にも小さく、炉心の局所的燃料温度上昇による静特性計算の結果より空間的效果が小さいことが明らかにされたので、このようにモデルを簡単化したのである。

さらにこの体系の場合の動特性パラメタとして遅発中性子一組を考え、 $\lambda = 0.08 \text{ sec}^{-1}$, $\beta = 0.0042$, $\ell = 10^{-4} \text{ sec}$ を用いた。ナトリウム冷却材の沸騰は考慮せず、定常状態における冷却材流量 $G(t)$ は $400 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$, 入口冷却材温度 $T_c(t)$ は 400°C とした。

6-2 出力脱走計算

A 反応度外乱による出力脱走

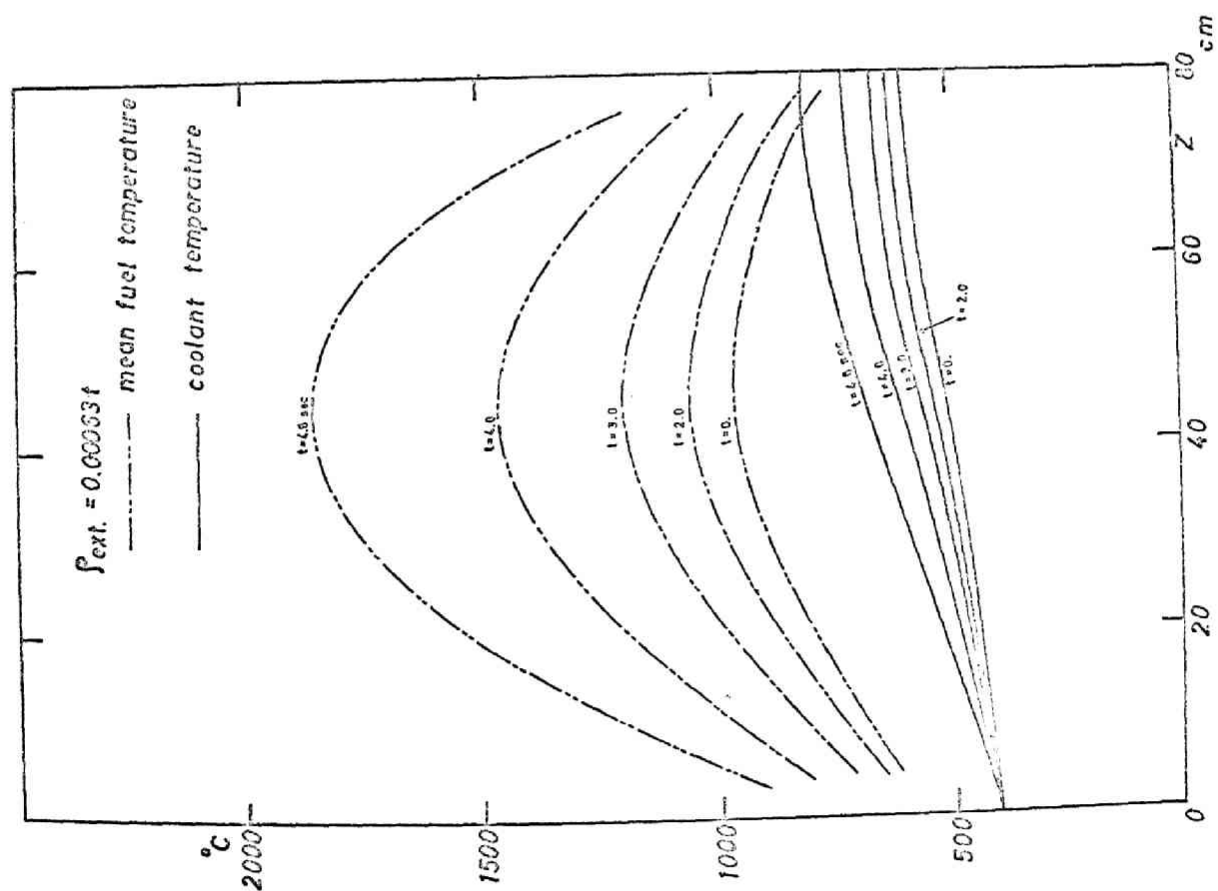
直線状の反応度外乱 $\rho_{\text{ext}} = 0.00063$ が定常状態の原子炉に加わった場合の炉心動特性の計算を、3 に述べたハイブリッドシミュレーションにより計算した。ハイブリッド計算に際してはアナログ計算機回路のタイムスケールファクタを10とし、サンプリング時間中 Δt は2秒とし、 x 方向1メッシュ当りのアナログ計算機時間は50秒 すなわち実時間にして5秒間の過渡計算を行なった。フィードバック効果を考慮した反復計算では、ドップラーフィードバック効果が小さいので、3回の反復で十分に解が収束した。このハイブリッド計算方式の全計算時間は 大よそ 1メッシュ当りの計算時間と x 軸方向メッシュ総数とフィードバック反復回数との3つの積で与えられ $50(\text{秒}) \times 4(\text{メッシュ}) \times 3(\text{反復}) = 600(\text{秒})$ すなわち、ほぼ10分間で収束解が得られた。出力密度 $n(t)$ の時間的变化を第4-46図に 冷却材温度、平均燃料温度の x 軸方向分布の時間的变化を第4-47図に示す。4.8秒までに平均燃料温度は融点に達していないが 燃料中心温度は第2, 3メッシュで融点に達した。しかし、冷却材温度は沸点に達せず、沸騰は生じない。

B. 冷却材そう失事故による出力脱走

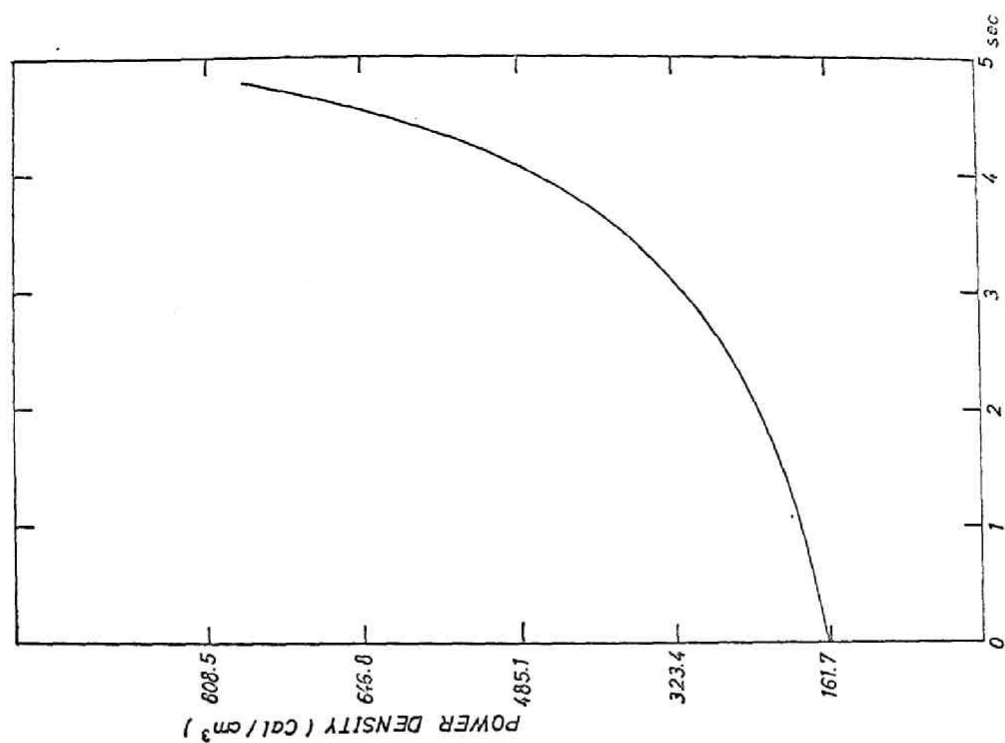
強制的反応度外乱 $\rho_{\text{ext}}(t)$ は加わらないものとし 冷却材流量が

$$G(t) = 400 e^{-0.3t} \quad (4-85)$$

でそう失した場合の過渡計算を行なった。他の動特性計算上のパラメタは



第4-47図 反応度外乱の場合の冷却材および平均燃料温度分布の時間的变化



第4-46図 反応度外乱の場合の出力密度の時間的变化

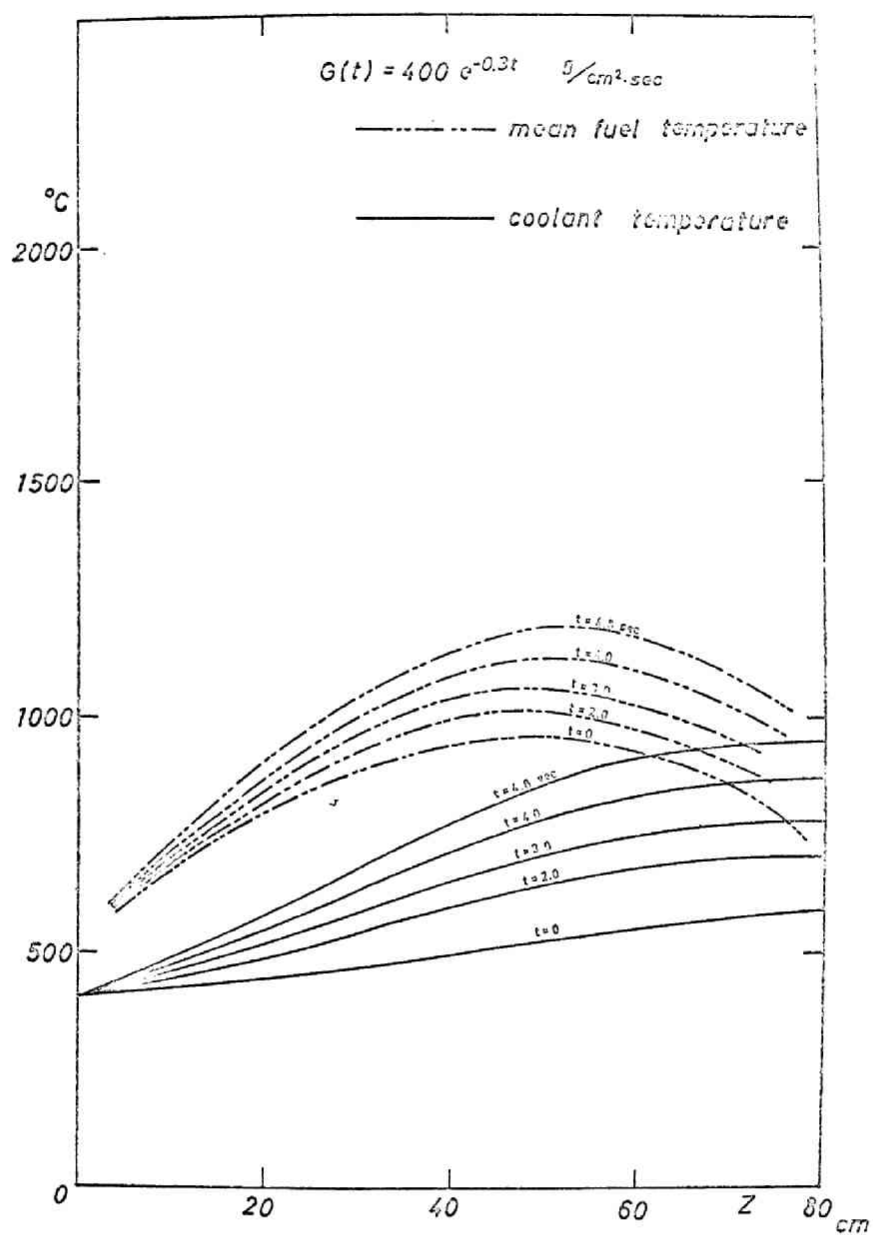
Aの場合と同様とする。この場合も反復回数3回で十分収束した。第4-48図は冷却枝、平均燃料温度の Y 軸方向温度分布の時間的变化である。冷却枝は第4メッシュで4.3秒後に沸騰し始めるが、燃料、被覆温度の上昇はAの場合に比して小さく燃料溶融には至らない。

6-3. ハイブリッド計算による誤差の検討

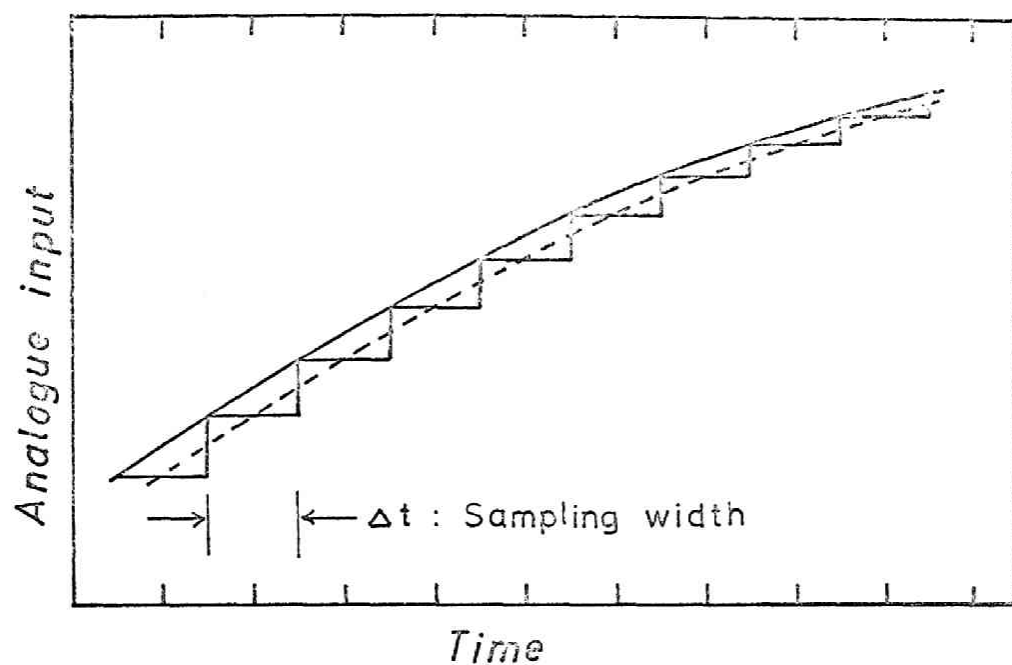
6-2に述べたハイブリッド計算の経験より、ハイブリッド計算に本質的な誤差と、考えられる対策について以下に述べる。

(1)量子化雑音 アナログ量をAD変換器によりデジタル化する際のビット数が用いたハイブリッドシステムの場合4桁で量子化雑音の誤差は100ボルトに対し0.1%となる。この誤差はAD、DA変換器のビット数を多くとらないと改善されない。

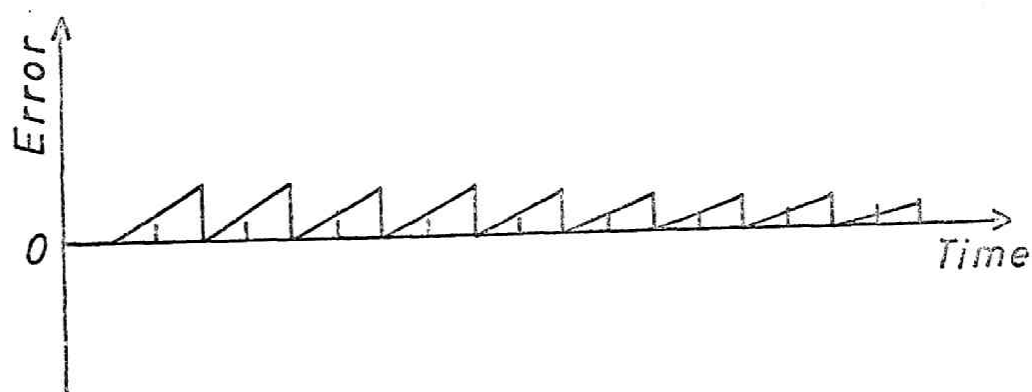
(2)サンプリングによる誤差 6-2に述べた計算では出力密度 $n(t)$ および第 j メッシュの入口冷却枝温度 $T_{c,j}^{in}(t)$ のデータをDA変換器を通じてサンプリング時間間隔 Δt ごとにアナログ計算機に与えている。この Δt 時間の間は、この計算の場合には零次ホールドされるので本来連続量であるべきデータが第4-49図に示すように階段状の関数で近似されることになる。したがって第4-50図のようなほぼ三角波の誤差が生じる。特に入口冷却枝温度 $T_{c,j}^{in}(t)$ のサンプリングデータは、メッシュ番号 j が増すにつれ、この誤差が累積するので Y 方向メッシュ数が多くなると、サンプリングによる誤差のために計算が不可能となる。このようなサンプリング誤差の対策としてまずサンプリング間隔 Δt をより細かくすることが考えられるが、ハードウェアおよびAD、DA変換のためのソフトウェア上から要請されるサンプリング間隔の下限があり、このような改善も限度がある。用いたハイブリッドシステムの場合には、AD変換130 msec/10 channel, DA変換26 msec/5 channelの変換時間を要する。また、階段状のデータは平均としては第4-49図の点線で表わされる曲線となるので、階段状のデータを平均として $\Delta t/2$ 時間だけ進めることにより平均としての誤差を零にすることができ。しかし三角波状の高周波の雑音成分が残るので適当なフィルターにより除去する必要がある。さらに別の方法としてはDA変換を行わずに元の連続量と



第4-48図 冷却枝そり失の場合の冷却枝および平均
 燃料温度分布の時間的变化



第4-49図 ハイブリッドシミュレーションにおける連続関数の階段状近似



第4-50図 連続関数の階段状近似(第4-49図)における誤差

してのアナログ量をデータレコードに記憶し、デジタル計算機の方はデータレコードの制御のみを行なう方法が考えられる。この場合はサンプリング誤差が生じないので有効である。また、一方、サンプリングを細かく行なうことはデジタル計算機の記憶容量を大きく占有することになり不利である。サンプリング間隔を細かくせずに誤差を小さくするには一次ホールド、直線内挿を用いるのがよいが、このような一次式近似の方法として最も優れているのは適応サンプリング法⁽³⁴⁾である。この方法は連続量としての関数を、絶対誤差をある限界値以下に抑えるように折線近似し、サンプリング回数を減少させる方法で、零次ホールド、一次ホールドあるいは単なる直線内挿に比し、サンプリング回数がはるかに減らされるので、デジタル計算機の記憶容量の占有も少くなり、有効な方法である。

(3)非線形関数発生 6-2の計算では、燃料枝の熱伝導度、および被覆、冷却枝間の熱伝達率の、第4-8、4-9図に示される温度依存性を折線近似関数発生器で与えている。この場合には、元の関数形が、一変数のみに依存し、比較的単純であるのでアナログ計算機回路により十分な近似を行なうことができたが、複雑な関数形、あるいは多変数の関数発生には、アナログ回路による模擬は困難である。このような場合には、デジタル関数発生によらなければならない。この場合には (i) デジタル計算による時間遅れ、(ii) AD, DA変換による時間遅れ、(iii) 連続関数の階段状近似、以上の三つの原因による誤差が生じる。

6-4. 結論

この節では、高速炉の出力脱走炉に動特性解析のハイブリッドシミュレーションの計算例と、ハイブリッド計算に特有の誤差とその対策について検討した。不完全なハイブリッドシステムの利用、および全デジタル方式との比較がまだなされていない状態であり、計算時間、ハイブリッド化による全体としての精度等についての定量的な結論を述べることはできないが、筆者の経験より、少くとも小容量のハイブリッドシステムによる計算は、大容量のデジタル計算機による解析に比較して、労力多いプログラミングおよびデバuggingなしにかなり複雑なシミュレーションを容易に実行し得ることが実証できた。

7 結論

高速炉の空間依存核熱流体力学動特性の解析 特にかなりゆっくりした出力脱走動特性の数値解析を 経済的な計算時間で しかも比較的十分な精度で実行できる方法を提唱し、さらにこの目的を遂行する一般性のある計算コードSPEC-FRを開発した。用いた方法は核的には少数群拡散方程式を基礎式とし、中性子束、遷移中性子先行核濃度を変形ヘルムホルツモード展開して 各群各モードの時間係数についての連立微分方程式の固有値問題と数値解析し、元の固有値問題の時間ステップ毎の漸近固有値、固有関数を近似的に求めていく一種の準静的近似である。また、熱流体力学的には単流路についての燃料棒内の熱伝導方程式、流れの方向に 質量、運動量、エネルギーの3保存則を運動量積分モデルを用い差分近似により解く。その際 計算の簡単化のために 以下に列挙した仮定を用いている。

- (1) ナトリウム二相流のすべり比を1にしている。
- (2) 予冷時の過渡沸騰を無視し 直ちに核沸騰に移行すると仮定している。
- (3) 燃料溶融を考慮しない。
- (4) 燃料枝の物性値の温度依存を無視する
- (5) 飽和温度の分布は 沸騰開始後も 定常分布であると仮定する

いずれも実際の動特性の様相とはかなり異なった仮定であるが、ナトリウム気泡の発生後の核熱流体力学動特性の振舞の第一次近似の意味では緩やかな過渡状態を十分把握できる方法である。

なお このSPEC-FRコードによる近似解析の計算精度の検討については より厳密な数値解を求めることのできる差分法による計算との比較が残された問題であるが 筆者の知る限りでは そのような計算コードが利用可能でなかった。また 数値計算に要する計算時間の経済性の点から見れば、特に 核動特性計算において有限差分法による計算コードよりはるかに有力であると思われる。

また 高速実験炉JFERおよび原型炉規模の仮想体系の、反応度事故による出力脱走のSPEC-1, SPEC-FRコードによる数値計算の結果より これらの体系では中性子束空間分布の全体としての変動は、過渡状態においても僅かであり 内部フィードバックの空間依存性を考慮

して反応度を正しく評価できれば、核的には一点近似モデルによる解析で十分であること、および過渡状態における内部フィードバック効果の空間依存性を正しく評価するために、ナトリウム冷却系の熱流体力学動特性の空間依存性は重要であるという結論を得た。

高速炉の炉心動特性のハイブリッドシミュレーションについては、1つのシミュレーションモデルにより計算を実行し、若干の誤差の検討を行ったが、ハイブリッド化による精度および計算時間の有効性についてはまだ十分な定量的結論は行えていない。しかし、小容量のハイブリッドシステムで、大容量のデジタル計算機による長時間ランに比較し得る複雑なシミュレーションを容易に実行可能なことを示した。

結言

多領域原子炉に対する多群拡散方程式の固有値問題のモード法による簡便な近似計算法を提唱し、この方法により多領域原子炉の動的固有値問題の一般的性質を検討した。また、時間依存少数群拡散方程式の近似解法として変形ヘルムホルツモード展開法を提唱し、原子炉の空間依存非線形出力脱走問題に応用し、計算コード化した。また、この方法が従来のモード法に比し収束性が改善されること、および元方程式の直接積分法に比しても十分な精度の数値解を短時間の計算により与えることを示した。また、ナトリウム冷却高速炉の空間依存出力脱走炉心動特性の詳細な解析法を提唱し、この方法を計算コード化すると共に、若干の数値計算により高速炉の出力脱走時における空間依存性の影響を検討した。その結果は、出力脱走時における中性子束空間分布形状の変動は僅少であること、内部フィードバック効果および熱流体力学動特性の空間依存性の影響が重要であることを示した。高速炉の炉心動特性解析へのハイブリッド計算方式の応用についても若干の検討を行ない、全デジタル方式に比し簡単な解析方法で比較的詳細なシミュレーションが可能であることを示した。

本研究は原子炉の炉心内の出力脱走事故時の過渡現象の数値計算を主題とし、できるだけ出力脱走時の原子炉内の物理的現象と詳細に数値計算する方法の確立に努力がなされた。しかし、例えば筆者の行なった高速炉の冷却材沸騰事故の解析のように実験データのない分野では、如何に解析法が進歩しようとも解析結果そのものの信頼度は何ら評価されない。信頼度の高い事故時の解析技術の確立は安全設計の上から重要な一部ではあるが、本来、解析による事故時の定量的推定の信頼度は、実際は実験と理論との並列した進歩により向上するものである。したがって、今後の原子力系の安全性に関する研究は解析理論の踏行的進歩よりは、多大の資本を要するであろうが、実験を重視し実験と理論と常に対比し、安全性の解析技術の総合発展と向上に努めるべきであろう。

謝辞

本研究は、工学研究所若林二郎教授指導の下に行なった。終始懇切なる御鞭達を賜った同教授に深く感謝の意を表する。また、本研究の遂行に際し、種々の助言と討論を賜わった工学研究所星野力助教授、ならびに卒業研究を通じて御協力戴いた諸氏に対しても感謝する。さらに、本研究の第2章に関し、非対称行列の固有値問題の数値計算上の助言を戴いた工学部電気工学第二学科博士課程学生島崎真昭氏、第3章に関し、直接積分コードSTDによる数値計算に関し種々の御便宜を戴いた日立製作所中央研究所駒田正興氏に感謝する。

最後に、本論文の図表作成に御助力戴いた工学研究所片岡俊明、石川英夫両技術員に厚く感謝する。

参考文献

- (1) Henry, A.F. and Vota, A.V. : WIGLE - etc., U.S. AEC Report, WARD-TM-532, (October 1965)
- (2) Yashinsky, J.B., Natelson, M. and Hageman, L.A. : TWIGLE - etc., WARD-TM-743, (February 1968).
- (3) Hansen, K.F. and Johnson, S.R. : GAKIN - etc, U.S. AEC Report, GA-7543, (August 1967).
- (4) McCormick, W.T. : Numerical Solution of the Two-Dimensional Time-Dependent Multigroup Equations, Ph.D Thesis, M.I.T., (1969)
- (5) Reed, W.H. : Finite Difference Techniques for the Solution of the Reactor Kinetics Equations, Sc.D. Thesis, M.I.T., (1969)
- (6) Wight, A.L. : The Application of Alternating-Direction Implicit Methods to the Space Dependent Kinetics Equations, Ph.D. Thesis, M.I.T., (1969)
- (7) Saphier, D. and Yiftah, S. : HYBSHOV - A program for solving the few-group space-time dependent diffusion equations with a hybrid computer, IA-1191, (May 1969).
- (8) Otto, K.O. and Meneley, D.A. : Accuracy of the quasistatic treatment of spatial reactor kinetics. Nucl. Sci Eng., 36, 402-411 (1969).
- (9) Henry, A.F. : The application of reactor kinetics to the analysis of experiments, *ibid* 3, 52-70 (1958)
- (10) Stacey, W.M. : Modal Approximations — Theory and an Application to Reactor Physics, Research Monograph No 41, M.I.T. Press, U.S.A (1967)

- (11) Dirac, P. A. M. : The Principles of Quantum Mechanics, 4th ed, Oxford at the Clarendon Press, London (1958)
- (12) Foulke, L. R. and Gyftopoulos, E. P. : Application of the natural mode approximation to space-time reactor problems, Nucl. Sci. Eng., 30, 419-435 (1967).
- (13) Garabedian, H. L. and Lynch, R. E. : Nonlinear reactor kinetic analysis, *ibid*, 21, 550 (1965)
- (14) Wakabayashi, J. and Yoshikawa, H. : New approximate analysis of nonlinear space-dependent reactor dynamics due to reactivity accidents, J. Nucl. Sci. Tech. 6 (1), 20-27 (1969).
- (15) Wakabayashi, J., Yoshikawa, H. et al. : Code SPEX - 1 a HITAC-5020E FORTRAN IV code for one-dimensional calculation of the space-dependent reactor power excursion, Tech. Rep. Eng. Res. Inst., Kyoto Univ., No 139, (1968)
- (16) Kaplan, S., et al. : Application of synthesis techniques to problems involving time dependence, Nucl. Sci. Eng. 18 (2) (1964)
- (17) 木口高志その他 : エネルギーモード合成法の高速炉動特性解析への適用, 昭和44年日本原子力学会年会要旨集 F28
- (18) Avery, R., et al. : Theory of coupled reactors, Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 12, 151 (1958)
- (19) Komata, M. : On the derivation of Avery's coupled reactor kinetics equations, Nucl. Sci. Eng. 38, 193-204 (1969).
- (20) Meyer, J. E. : Hydrodynamic models for the treatment of reactor thermal transients, *ibid*, 10, 269-277 (1961).
- (21) 吉川栄和, 若林二郎 「高速炉の出力脱走動特性解析の研究」, 京都大学工学研究所 (1970年12月) (開示制限, 動燃事業団受託研究報告書).
- (22) Saito, R. : Numerical study of higher order perturbation theory, J. Nucl. Sci. Tech., 6(7), 359 (1969).

- (23) Yoshikawa, H and Wakabayashi, J : An approximate calculation method of the λ , ω_p and ω_d eigenvalue problem of the group diffusion equation, *ibid.*, 7[7], 355, (1970)
- (24) Kaplan, S et al. : Space-time reactor dynamics, *Proc. 3rd Geneva Conf*, P/271 (1964)
- (25) Francis, J. G. F. : The QR transformation, (I), (II), *Computer J.*, 4, 265 ~ 271, 332 ~ 345 (1961, 1962)
- (26) Wilkinson, J H : The Algebraic Eigenvalue Problem, p. 619 ~ 663, Clarendon Press, Oxford, (1965)
- (27) Tobias, M. L. et al : The TWENTY GRAND program for the numerical solution of few-group neutron diffusion equation in two dimensions, ORNL-3200, (1962)
- (28) Wakabayashi, J. and Yoshikawa, H : Application of modified Helmholtz modal expansion method to the analysis of two-dimensional space-dependent reactor kinetics, *J. Nucl. Sci. Tech.*, 6[11], 664 (1969).
- (29) 駒田正興 . 筆者への私信.
- (30) Nishikawa, H. : An adiabatic model for space-dependent boiling water reactor kinetics, *J. Nucl. Sci. Tech.*, 3[11], 486, (1966).
- (31) MacFarlane, D. R. : An analytic study of the transient boiling of sodium in reactor coolant channel, ANL-7222, (1966)
- (32) コルモゴロフ, フォーミン 「関数解析の基礎」(山崎三郎訳), 岩波書店 (1957).
- (33) Sanathanan, C. K. et al. : The application of a hybrid computer to the analysis of transient phenomena in a fast reactor core, *Nucl. Sci. Eng.*, 28, 82 (1967)
- (34) Rahe, G and Karplus, W : An adaptive sampling system for hybrid computation, *Fall Joint Computer Conference*, 1225 ~ 1231 (1968)

付録A 行列の固有値問題の数値解法

1 中乗法

A を N 次の実行列, λ_i ($i = 1, 2, \dots, N$) を第 i 番目の固有値 ($|\lambda_1| > |\lambda_2| > \dots > |\lambda_N|$), x_i ($i = 1, 2, \dots, N$) を λ_i に対する固有ベクトル, w_0 を任意の初期ベクトルとする。絶対値最大の固有値 λ_1 に対する固有ベクトル x_1 は、次の反復計算の収束から求めることができる。

$$w_r = A w_{r-1} = A^r w_0 \quad (r = 1, 2, \dots)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} w_r = x_1$$

また、固有値 λ_1 は次のようにして求める

$$(x, w_r) = u_r \quad (r = 0, 1, 2, \dots)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (u_{r+1} / u_r) = \lambda_1$$

ただし x は適当なベクトルである。収束の程度は、第 r 回の反復に対し、 $(\lambda_2 / \lambda_1)^r$ で与えられる。

高次の固有値問題は、ホテリングの方法で計算される。ベクトル y_1 が $y_1^T x_1 = 1$ なる関係を満たすとすれば、第二番目の固有値 λ_2 と、 λ_2 に対応する固有ベクトル x_2 は、次の関係を満たす実行列 W_1 に上述の中乗法を適用して求めることができる。

$$W_1 = A - \lambda_1 x_1 y_1^T$$

λ_3, x_3 ; λ_4, x_4 ; \dots 等も同様にして求めることができる。

2. QR法, 逆反復法の組合せによる解法

QR法, 逆反復法の基礎的な証明, 議論については参考文献(25), (26)に譲り, こゝでは筆者の用いた実際の解法について述べる。

最初に 与えられた行列 A_1 のすべての固有値をQR法により求める。QR変換は, 次の反復で示される。

$$A_k = Q_k R_k, \quad A_{k+1} = R_k Q_k \quad (k=1, 2, \dots)$$

ただし Q_k, R_k はそれぞれユニタリ行列, 上三角行列である。もし, 固有値 $\lambda_j (j=1, 2, \dots, N)$ が不等式 $|\lambda_1| > |\lambda_2| > \dots > |\lambda_N|$ を満たすなら, 反復回数を重ねると行列 A_k はQR変換は, $\begin{pmatrix} \lambda_1 & & \\ & \lambda_2 & \\ & & \ddots \\ 0 & & & \lambda_N \end{pmatrix}$ なる行列に収束

する。行列 A_1 は まず, ハウスホルダー変換により, 次のヘッセンベルグ行列に変換される。

$$H = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} & H_{13} & & \\ & H_{22} & H_{23} & & \\ & & H_{33} & & \\ 0 & & & & \\ & & & & H_{mm} \end{bmatrix}, \quad H_i = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} & & & \\ h_{21} & h_{22} & & & \\ & h_{32} & \ddots & & \\ 0 & & & h_{n,n-1} & h_{n,n} \end{bmatrix},$$

ただし H_i の副対角要素 $h_{j+1,j}$ は必ずしも零とならない。このようなヘッセンベルグ行列への変換により, QR変換に要する計算ステップの数は, 通常 N^3 に比し N^2 の位数に減少できる。第 k 回目のQR変換の反復による収束の程度は $(\lambda_i/\lambda_j)^k (i>j)$ で与えられるが, 次の原点移動 (origin shift) の方法により, 非常に収束が加速される。

$$A_k - S_k I = Q_k R_k, \quad A_{k+1} = R_k Q_k + S_k I \quad (k=1, 2, \dots)$$

ただし パラメタ S_k は固有値近傍に選ばねばならない。実際には 次の二重QR変換が 実行列の場合には得策である。

$$A_3 = Q^T A_1 Q, \quad QR = \varphi_2(A_1), \quad Q = Q_1 Q_2, \quad R = R_2 R_1,$$

$$\varphi_2(\lambda) = \lambda^2 - \sigma \lambda + \rho, \quad \sigma = S_1 + S_2, \quad \rho = S_1 S_2$$

ただし, $S_{k+1} = \bar{S}_k$ であり, $\varphi_2(A_1)$ および A_3 は実行列となる。行列 Q の第

1列ベクトル y_1 は 行列 $Q_2(A_1)$ の第1列ベクトルより次の関係式により求められる

$$Q_2(A_1) e_1 = QR e_1 = r_{11} Q e_1 = r_{11} y_1$$

ただし、 e_1 : 単位行列の第1列ベクトル

r_{11} : 行列 R の第1行第1列要素

y_1 を第1列ベクトルとする適当な正規行列 P_1 により $B = P_1^T A_1 P_1$ なる関係より B が得られる。この行列 B はヘッセンベルグ行列ではないが、正規行列 P' により $P'^T B P'$ はヘッセンベルグ行列に変換できる。このようにして A_2 は、 $A_2 = P'^T B P'$ なる関係式より定められる。

反復の収束の程度を見るためにヘッセンベルグ行列 H_i の副対角要素が次の方法で調べられる

(i) もし $|h_{n,n-1}| < \delta$ (δ : 固有値収束判定子) なら h_{nn} が固有値となり、 H_i の位数を1つ減じる

(ii) もし $|h_{n-1,n-2}| < \delta$ なら、二つの複素共役な固有値が小行列 $\begin{pmatrix} h_{n-1,n-1} & h_{n-1,n} \\ h_{n,n-1} & h_{n,n} \end{pmatrix}$

の固有値として得られ、 H_i の位数を2つ減じる。

(iii) もし、 $|h_{i,i-1}| < \delta$ ($i < n-1$) なら、 H_i の $(n-i+1) \times (n-i+1)$ 次の右下側の小行列を独立に取扱う。

第二に 固有ベクトルがQR法で得た近似固有値を用いて逆反復法により求められる。

λ_k, x_k を真の固有値および求めるべき固有関数とする。さらに λ は λ_k 近傍の近似固有値とする。初期第一次近似固有ベクトル y_0 ($y_0 = \sum_{k=1}^N \alpha_k x_k$) を用いて次の逆反復を行なう。

$$(A_1 - \lambda I) y_{r+1} = u_r, \quad u_r = y_r / \max(y_i^{(r)}) \quad (r=0, 1, 2, \dots)$$

第 r 回の反復の結果は次のように表わされる

$$y_r = \sum_{k=1}^N \frac{\alpha_k}{(\lambda_k - \lambda)^r} x_k$$

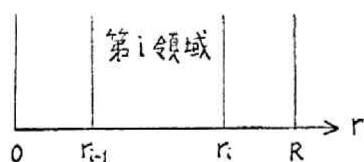
もし $|\lambda_k - \lambda| \ll |\lambda_l - \lambda|$ ($k \neq l$) なら、 y_r の x_l 成分は急激に減少する。したがってベクトル y_r は少数回の反復で固有ベクトル x_k に収束する。

る。

実際の計算に 計算ステップ数を減ずるために 行列 A_1 はまずヘッセ
ンベルグ行列 H に変換し、この H に対し逆反復を行なう。しかるのち、得
られた固有ベクトルはさらに元の A_1 に対する固有ベクトルに逆変換される。

付録B E I H E L - 1 コード (1次元λモード計算コード)

(1) 計算対象



第B-1図

空間的に一次元近似の平板, 球, あるいは円筒状の原子炉に対する1~4群の群拡散方程式の入固有値および固有関数の計算を行なう。原子炉は第B-1図のように領域に分割し各領域内では炉定数一定とする。

(2) 計算方法

群拡散方程式のλ固有値問題は、次式となる。

$$-\nabla D_g \nabla \phi_g + \sum_{j=1}^G \phi_j = \sum_{j' < g} \sum_{j \rightarrow j'}^S \phi_{j'} = \frac{1}{\lambda} \chi_g^p \sum_{j'=1}^G \nu \sum_{j \leftarrow j'}^f \phi_{j'}, \quad (g=1, \dots, G) \quad (B-1)$$

中性子束をヘルムホルツモードM個で展開する

$$\phi_g = \sum_{m=1}^M \varphi_{gm} W_m(r) \quad (B-2)$$

(B-2)式を(B-1)式に代入し、両辺に $W_n(r)$ ($n=1, \dots, M$)をかけて原子炉全体で積分することにより、(B-1)式は次のようになる

$$\sum_{m=1}^M a_{mn}^g \varphi_{gm} - \sum_{j' < g} \sum_{m=1}^M \Delta_{mn}^{j' \rightarrow g} \varphi_{j'm} = \frac{1}{\lambda} \chi_g^p \sum_{j'=1}^G \sum_{m=1}^M f_{mn}^{j'} \varphi_{j'm}, \quad (n=1, \dots, M; g=1, \dots, G) \quad (B-3)$$

ただし

$$a_{mn}^g = \int_{\text{reactor}} (-\nabla D_g \nabla W_m + \sum_{j=1}^G \phi_j) W_n dr \quad (B-4)$$

$$\Delta_{mn}^{j' \rightarrow g} = \int_{\text{reactor}} \sum_{j' \rightarrow g}^S W_m W_n dr \quad (B-5)$$

$$f_{mn}^g = \int_{\text{reactor}} \nu \Sigma_g^f W_m W_n dr \quad (B-6)$$

以上の係数を用いて 次のように行列 A, S, F を決める。

$$A = \begin{array}{c} \begin{array}{c} m \rightarrow \\ \xrightarrow{g'} \end{array} \\ \begin{array}{c} n \downarrow \\ \xrightarrow{g} \end{array} \end{array} \begin{array}{|c|c|c|} \hline a_{mn} & 0 & 0 \\ \hline 0 & a_{mn}^g & 0 \\ \hline 0 & 0 & a_{mn}^G \\ \hline \end{array} \quad (B-7)$$

$$S = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \xrightarrow{g'} \end{array} \\ \begin{array}{c} \xrightarrow{g} \\ n \downarrow \end{array} \end{array} \begin{array}{|c|c|c|} \hline 0 & 0 & 0 \\ \hline a_{mn}^{g \rightarrow g} & 0 & 0 \\ \hline & & 0 \\ \hline \end{array} \quad (B-8)$$

$$F = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \xrightarrow{g'} \end{array} \\ \begin{array}{c} \xrightarrow{g} \\ n \downarrow \end{array} \end{array} \begin{array}{|c|c|c|} \hline \chi_1^p & 0 & 0 \\ \hline 0 & \chi_1^p & 0 \\ \hline 0 & 0 & \chi_g^p \\ \hline 0 & 0 & 0 \\ \hline \end{array} \quad \begin{array}{c} \begin{array}{c} m \rightarrow \\ \xrightarrow{g'} \end{array} \\ \begin{array}{c} n \downarrow \\ \xrightarrow{g} \end{array} \end{array} \begin{array}{|c|c|c|} \hline f_{mn}^i & f_{mn}^{g'} & f_{mn}^G \\ \hline f_{mn}^i & f_{mn}^{g'} & f_{mn}^G \\ \hline f_{mn}^i & f_{mn}^{g'} & f_{mn}^G \\ \hline \end{array} \quad (B-9)$$

また 展開係数の作るベクトル \mathbb{X} を次のように定義する

$$\mathbb{X} = \text{col.} (\varphi_{11}, \dots, \varphi_{1M}, \varphi_{21}, \dots, \varphi_{2M}, \dots, \varphi_{G1}, \dots, \varphi_{GM}) \quad (B-10)$$

(B-7) 式から (B-10) 式の関係を用いれば, (B-3) 式は,

$$(A - S) \mathbb{X} = \frac{1}{\lambda} F \mathbb{X} \quad (B-11)$$

となり

$$L = (A - S)^{-1} F \quad (B-12)$$

とおくと,

$$L \times = \lambda \times \quad (B-13)$$

のような固有値問題となる。

この E I H E L - 1 コードでは 原子炉の形状, 炉常数等のデータと読み込み, (B-4), (B-5), (B-6) 式により a_{mn}^0 , $a_{mn}^{0'}$, f_{mn}^0 を計算すると同時に行列 A, S, F を (B-7), (B-8), (B-9) 式により決める。次に (B-12) 式により行列 L を定める。(B-13) 式の行列 L の固有値問題を巾乗法 ないし QR 法と逆反復法により求めて固有値 λ_m , 固有ベクトル \times_m を求める。そして 入力データにより指示された位置における λ 固有関数の値を (B-2) 式により求め, しかるのち, λ 固有値, λ 固有関数を出力して終わる。

(3) 入力データ形式

以下の順に 入力データカードを用意する。

1. NF, NG, KRIGON, NMOD, NPOINT FORMAT(16I5)
NF : 原子炉形状の指定
1 対称平板, 2 非対称平板, 3 球, 4 円筒
NG : 中性子エネルギー群数 (1 ~ 4)
KRIGON : 領域数 (1 ~ 10)
NMOD : 展開モード数のみを変更して計算する場合 幾通り行なうか指定するパラメタ (≤ 20)
NPOINT : 出力点の個数 (≤ 20)
2. (MOD(I), I = 1, NMOD) FORMAT(16I5)
MOD(I) : 第 I 番目の場合のモード数 (≤ 20)
- 3 EPS FORMAT(6E12.0)
EPS : 固有値収束判定子
- 4 (POINT(I), I = 1, NPOINT) FORMAT(6E12.0)
POINT(I) : 第 I 番目の位置
- 5 (VNB(I), I = 1, KRIGON+1) FORMAT(6E12.0)

$VNB(I)$: 第 $I-1$ 領域と第 I 領域の内部境界の位置
ただし $VNB(1)=0.0$, $VNB(KRIGON+1)$ = 外挿境界

6 (($DIFCON(L, M)$, $L=1, NG$), $M=1, KRIGON$) $FORMAT(5E15.7)$

$DIFCON(L, M)$: 第 L 群第 M 領域の拡散係数

7 (($SGMA(L, M)$, $L=1, NG$), $M=1, KRIGON$) $FORMAT(5E15.7)$

$SGMA(L, M)$: 同じく吸収断面積

8 (($SGMF(L, M)$, $L=1, NG$), $M=1, KRIGON$) $FORMAT(5E15.7)$

$SGMF(L, M)$ 同じく核分裂断面積に1核分裂当りの中性子発生数に乗じたもの

9 ($XAI(L)$, $L=1, NG$) $FORMAT(5E15.7)$

$XAI(L)$: 第 L 群の中性子生成スペクトル

10. (($BUKLT(L, M)$, $L=1, NG$), $M=1, KRIGON$) $FORMAT(5E15.7)$

$BUKLT(L, M)$: 第 L 群第 M 領域の縦方向変曲

11 (($SGMS(L, M, N)$, $L=1, NG$), $N=1, NG$), $M=1, KRIGON$)

$FORMAT(5E15.7)$

$SGMS(L, M, N)$: 第 M 領域内の 第 L 群から第 N 群への散乱断面積

(4)出力形式

第2章5における黒鉛減速炉体系で2群炉常数が第2-1表に与えられる場合の計算結果の出力を次頁に示す。

NUMBER OF MODES = 4

EIGEN VALUE = 0.10004E+01

EIGEN VECTOR

0.10000E+01 0.11007E+00 -0.44966E-01 0.90317E-03 0.46482E+00 -0.73802E-01
0.37649E-01 -0.80095E-03

ENERGY GROUP 1

POSITION

FLUX

0.00	0.12741E+00
5.00	0.12671E+00
10.00	0.12448E+00
15.00	0.12034E+00
20.00	0.11386E+00
25.00	0.10473E+00
30.00	0.92978E-01
35.00	0.79090E-01
40.00	0.63972E-01
45.00	0.48818E-01
50.00	0.34831E-01
55.00	0.22920E-01
60.00	0.13444E-01
65.00	0.61016E-02
70.00	0.21704E-07

ENERGY GROUP 2

POSITION

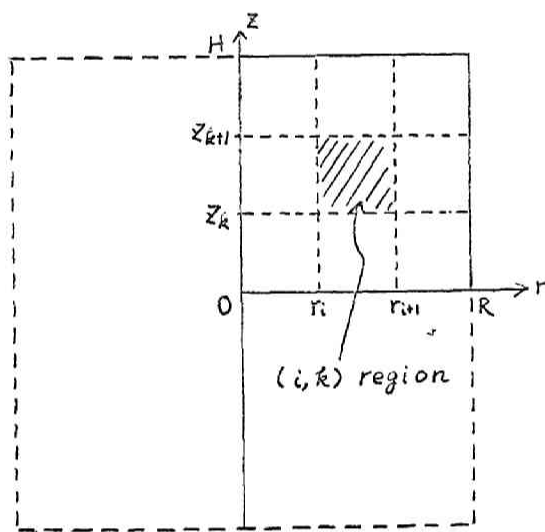
FLUX

0.00	0.51140E-01
5.00	0.50624E-01
10.00	0.49219E-01
15.00	0.47310E-01
20.00	0.45382E-01
25.00	0.43849E-01
30.00	0.42876E-01
35.00	0.42272E-01
40.00	0.41489E-01
45.00	0.39742E-01
50.00	0.36223E-01
55.00	0.30357E-01
60.00	0.22012E-01
65.00	0.11596E-01
70.00	0.28625E-07

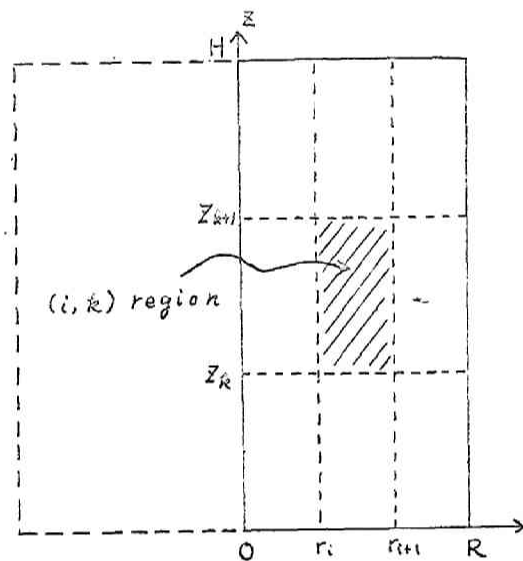
付録C E I H E L - 2 コード (2 次元入モード計算コード)

(1) 計算対象

有限円筒形原子炉の (r, z) 2次元空間に対する群拡散方程式の入固有値および固有関数の計算を行なう。内部領域の分割は z 軸方向の対称性の有無により 第 C - 1 図および第 C - 2 図に示すような分割ができる。また 第 (i, k) 領域内では炉常数は一定とする。



第 C - 1 図



第 C - 2 図

(2) 計算方法

(r, z) 空間における群拡散方程式の入固有値問題は次のようになる。

$$-\nabla \cdot D_g(r, z) \nabla \phi_g(r, z) + \Sigma_g^T(r, z) \phi_g(r, z) - \sum_{g' < g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^s(r, z) \phi_{g'}(r, z) = \frac{1}{\lambda} \chi_g^p \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f(r, z) \phi_{g'}(r, z) \quad (g = 1, \dots, G) \quad (C-1)$$

中性子束を次のように (M_r, M_z) 項のヘルムホルツモードに展開する

$$\phi_g(r, z) = \sum_{(m, m')=(1, 1)}^{(M_r, M_z)} \varphi_{mm'}^g J_0(\lambda_m r) \cos B_z^{m'} z, \quad (B_z^{m'} = \frac{m'}{2H} \pi) \quad (C-2)$$

(第 C - 1 図の場合)

あるいは,

$$\phi_g(r, z) = \sum_{(m, m')=(1, 1)}^{(Mr, Mz)} \varphi_{mm'}^g J_0(\lambda_m r) \sin B_z^{m'} z, \quad (B_z^{m'} = \frac{m'}{H} \pi) \quad (C-2')$$

(第C-2図の場合)

また, λ_m は $J_0(\lambda_m R) = 0$ ($m = 1, 2, \dots$) を満たす。

(C-2)あるいは(C-2')式を(C-1)式に代入し, 両辺に $J_0(\lambda_n r) \cos B_z^n z$ あるいは $J_0(\lambda_n r) \sin B_z^n z$ をかけて原子炉全体で積分することにより, 次の連立式を得る

$$\begin{aligned} \sum_{(m, m')=(1, 1)}^{(Mr, Mz)} a_{mm'nn'}^g \varphi_{mm'}^g &= \sum_{g' < g} \sum_{(m, m')=(1, 1)}^{(Mr, Mz)} \Delta_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} \varphi_{mm'}^{g'} \\ &= \frac{1}{\lambda} \chi_g^p \sum_{g'=1}^G \sum_{(m, m')=(1, 1)}^{(Mr, Mz)} f_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} \varphi_{mm'}^{g'}, \quad (n, n') = (1, 1), \dots, (Mr, Mz), \\ &\quad (g = 1, \dots, G), \quad (C-3) \end{aligned}$$

ただし上式における係数 $a_{mm'nn'}^g$, $\Delta_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g}$ および $f_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g}$ は次のようにして求める。

$$\begin{aligned} a_{mm'nn'}^g &= \sum_{(i, k)}^{(Nr, r, Nz, z)} \left[-\sum_g^T + D_g \{ \lambda_m^2 + (B_z^n)^2 \} \right]_{i, k} R_{int}(m, n, r_{i+1}, r_i) \\ &\quad Z_{int}(m', n', z_{k+1}, z_k) + 2\pi \lambda_m \sum_k^{Nr, z} \sum_i^{Nr, r} \Delta D_r^g(m, n, r_i) \cdot Z_{int}(m', n', z_{k+1}, z_k) \\ &\quad - B_m^g \sum_i^{Nr, r} \sum_k^{Nr, z} \Delta D_z^g(m', n', z_k) R_{int}(m', n', r_{i+1}, r_i), \quad (C-4) \end{aligned}$$

$$\Delta_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} = \sum_{i, k} \left[\sum_{g' > g}^S \right]_{i, k} R_{int}(m, n, r_{i+1}, r_i) Z_{int}(m', n', z_{k+1}, z_k) \quad (C-5)$$

$$f_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} = \sum_{i, k} \left[\sum_{g' > g}^T \right]_{i, k} R_{int}(m, n, r_{i+1}, r_i) Z_{int}(m', n', z_{k+1}, z_k) \quad (C-6)$$

$$R_{int}(m, n, r_{i+1}, r_i) = \int_{r_i}^{r_{i+1}} 2\pi r J_0(\lambda_m r) J_0(\lambda_n r) dr \quad (C-7)$$

$$\Delta D_r^g(m, n, r_i) = (D_{i+1, k}^g - D_{i, k}^g) r_i J_1(\lambda_m r_i) J_0(\lambda_n r_i) \quad (C-8)$$

$$\begin{aligned} Z_{int}(m', n', z_{k+1}, z_k) &= \begin{cases} \int_{z_k}^{z_{k+1}} \cos B_m^z z \cos B_n^z z dz & (\text{第C-1図の場合}) \quad (C-9) \\ \int_{z_k}^{z_{k+1}} \sin B_m^z z \sin B_n^z z dz & (\text{第C-2図の場合}) \quad (C-9') \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Delta D_z^g(m', n', z_k)$$

$$= \begin{cases} -(D_{i,k+1}^g - D_{i,k}^g) \sin B_m^z z_k \cos B_n^z z_k, & (\text{第 C-1 図の場合}) \\ (D_{i,k+1}^g - D_{i,k}^g) \cos B_m^z z_k \sin B_n^z z_k, & (\text{第 C-2 図の場合}) \end{cases} \quad (C-10)$$

(C-10')

以上の $a_{mm'nn'}^g$, $\Delta_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g}$, $f_{mm'nn'}^g$ を用いて 次のような第 I 行第 K 列要素をもつ行列 A, S, F を作る

$$\left. \begin{aligned} A_{IK} &= a_{mm'nn'}^g \\ I &= M_r M_z (g-1) + M_z (n-1) + n' \\ K &= M_r M_z (g-1) + M_z (m-1) + m' \end{aligned} \right\} \quad (C-11)$$

$$\left. \begin{aligned} S_{IK} &= \Delta_{mm'nn'}^{g' \rightarrow g} \\ I &= M_r M_z (g-1) + M_z (n-1) + n' \\ K &= M_r M_z (g'-1) + M_z (m-1) + m' \end{aligned} \right\} \quad (C-12)$$

$$\left. \begin{aligned} F_{IK} &= \chi_g^p f_{mm'nn'}^g \\ I &= M_r M_z (g-1) + M_z (n-1) + n' \\ K &= M_r M_z (g'-1) + M_z (m-1) + m' \end{aligned} \right\} \quad (C-13)$$

また 中性子束の展開係数 $\varphi_{mm'}^g$ の作るベクトルを \mathbb{X} とし 第 K 要素 x_K と

$$\left. \begin{aligned} x_K &= \varphi_{mm'}^g \\ K &= M_r M_z (g-1) + M_z (m-1) + m' \end{aligned} \right\} \quad (C-14)$$

により定義すると, (C-3) 式は次の形式に書き表わされる

$$(A - S) \mathbb{X} = \frac{1}{\lambda} F \mathbb{X} \quad (C-15)$$

$$\text{さらに} \quad L = (A - S)^{-1} F \quad (C-16)$$

とおくと, (C-15) 式は,

$$L \mathbb{X} = \lambda \mathbb{X} \quad (C-17)$$

の形式の行列の固有値問題となる。(C-17) 式を巾乗法で計算することにより, 基本固有値 λ_0 および基本固有ベクトル \mathbb{X}_0 が求まる。さらに, \mathbb{X} を

用いて, $(C-2)$ あるいは $(C-2')$ 式を計算すれば, 指定された各点の基本固有関数の値が得られる。

この計算コードにおける計算順序は, E I H E L 1 と同じであるので説明は省略する。

(3) 入力データ形式

以下の順序に 入力データカードを用意する

1. NG, NR, NZ, MDR, MDZ, NPR, NPZ FORMAT(10I5)
NG : エネルギー群数 (≤ 2)
NR : 動径方向領域数 (≤ 5)
NZ : Z 軸方向領域数 (≤ 5)
MDR : r 方向展開モード数
MDZ : Z 方向展開モード数
ただし, $MDR \times MDZ \leq 25$
NPR : r 方向の出力点の数 (≤ 400)
NPZ : Z 方向の出力点の数 (≤ 400)
2. EPS FORMAT(6E12.0)
固有値収束判定子
3. (BR(I), I = 1, NR+1) FORMAT(6E12.0)
第 I-1 領域と第 I 領域の内部境界点
ただし, $BR(1) = 0.0$, $BR(NR+1) = r$ 方向外挿境界
4. (BZ(K), K = 1, NZ+1) FORMAT(6E12.0)
第 K-1 領域と第 K 領域の内部境界点
ただし, $BZ(1) = 0.0$, $BZ(NZ+1) = Z$ 方向外挿境界
5. (PTRR(J), J = 1, NPR) FORMAT(6E12.0)
合成中性子束を計算する r 方向第 J 番目の出力点の座標
6. (PTZZ(J), J = 1, NPZ) FORMAT(6E12.0)
同じく Z 方向第 J 番目の出力点の座標
7. (((DIFCON(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, NG) FORMAT(6E12.0)
r, Z 方向にそれぞれ第 I, 第 K 領域における第 L 群拡散係数
8. (((SGMA(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, NG) FORMAT(6E12.0)
同じく吸収断面積
9. (((SGMF(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, NG) FORMAT(6E12.0)
同じく核分裂断面積と 1 核分裂当りの中性子生成数の積

10. (XP(L), L = 1, NG)

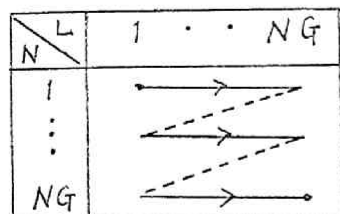
FORMAT(6E12.0)

第L群中性子生成スペクトル

11 ((SGMS(I, K, LN), I = 1, NR), K = 1, NZ)

FORMAT(6E12.0)

第L群から第N群への散乱断面積 たゞし L, Nの順序は 左図の矢



印の順に作成する。

(4)出力データ例

第3章5の第3-5図の体系で, Aの部分に外乱の加わらない定常状態の場合について 第3-5表に示した炉常数データを仮定した場合の計算結果の出力を次頁以下に示す。

MNR=4 MDZ=6 EIGEN VALUE= 0.10138E+01
0.44058E+00 0.19286E-02-0.21598E+00-0.18795E-02 0.34041E-01 0.88381E-03
0.48926E+00 0.22579E-02-0.25454E+00-0.23678E-02 0.41495E-01 0.11630E-02
0.18325E+00 0.96341E-03-0.99106E-01-0.10833E-02 0.14291E-01 0.57428E-03
-0.47830E-01-0.10624E-03 0.30392E-01 0.13411E-03-0.10153E-01-0.89521E-04
0.61694E+00 0.31320E-02-0.12073E-01-0.68459E-03-0.22449E-01-0.87462E-04
-0.21931E-01 0.10249E-02 0.86655E-01-0.14657E-03-0.33278E-01-0.23817E-03
-0.10069E+00-0.74968E-04 0.65547E-01 0.22648E-03-0.17432E-01-0.20400E-03
0.95946E-02-0.36877E-04-0.70442E-02 0.37419E-04 0.27093E-02-0.18330E-04

ENERGY GROUP		PTR		PTZ		FLUX	
0.00	122.80	0.00	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01
10.00	122.80	10.00	0.16219E+01	0.16219E+01	0.16219E+01	0.16219E+01	0.16219E+01
20.00	122.80	20.00	0.14416E+01	0.14416E+01	0.14416E+01	0.14416E+01	0.14416E+01
30.00	122.80	30.00	0.11654E+01	0.11654E+01	0.11654E+01	0.11654E+01	0.11654E+01
38.00	122.80	38.00	0.90273E+00	0.90273E+00	0.90273E+00	0.90273E+00	0.90273E+00
42.89	122.80	42.89	0.73758E+00	0.73758E+00	0.73758E+00	0.73758E+00	0.73758E+00
45.00	122.80	45.00	0.66726E+00	0.66726E+00	0.66726E+00	0.66726E+00	0.66726E+00
50.00	122.80	50.00	0.50828E+00	0.50828E+00	0.50828E+00	0.50828E+00	0.50828E+00
65.00	122.80	65.00	0.14743E+00	0.14743E+00	0.14743E+00	0.14743E+00	0.14743E+00
80.00	122.80	80.00	0.10915E-01	0.10915E-01	0.10915E-01	0.10915E-01	0.10915E-01
100.00	122.80	100.00	0.26148E-01	0.26148E-01	0.26148E-01	0.26148E-01	0.26148E-01
0.00	60.00	0.00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00
10.00	60.00	10.00	0.27763E+00	0.27763E+00	0.27763E+00	0.27763E+00	0.27763E+00
20.00	60.00	20.00	0.24427E+00	0.24427E+00	0.24427E+00	0.24427E+00	0.24427E+00
30.00	60.00	30.00	0.19589E+00	0.19589E+00	0.19589E+00	0.19589E+00	0.19589E+00
38.00	60.00	38.00	0.15241E+00	0.15241E+00	0.15241E+00	0.15241E+00	0.15241E+00
42.89	60.00	42.89	0.12610E+00	0.12610E+00	0.12610E+00	0.12610E+00	0.12610E+00
45.00	60.00	45.00	0.11510E+00	0.11510E+00	0.11510E+00	0.11510E+00	0.11510E+00
50.00	60.00	50.00	0.90607E-01	0.90607E-01	0.90607E-01	0.90607E-01	0.90607E-01
65.00	60.00	65.00	0.35553E-01	0.35553E-01	0.35553E-01	0.35553E-01	0.35553E-01
80.00	60.00	80.00	0.10972E-01	0.10972E-01	0.10972E-01	0.10972E-01	0.10972E-01
100.00	60.00	100.00	0.49899E-02	0.49899E-02	0.49899E-02	0.49899E-02	0.49899E-02
0.00	40.00	0.00	0.26442E-01	0.26442E-01	0.26442E-01	0.26442E-01	0.26442E-01
0.00	50.00	0.00	0.12475E+00	0.12475E+00	0.12475E+00	0.12475E+00	0.12475E+00
0.00	60.00	0.00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00	0.28952E+00
0.00	70.00	0.00	0.52194E+00	0.52194E+00	0.52194E+00	0.52194E+00	0.52194E+00
0.00	75.00	0.00	0.65928E+00	0.65928E+00	0.65928E+00	0.65928E+00	0.65928E+00
0.00	79.91	0.00	0.80345E+00	0.80345E+00	0.80345E+00	0.80345E+00	0.80345E+00
0.00	90.00	0.00	0.11089E+01	0.11089E+01	0.11089E+01	0.11089E+01	0.11089E+01
0.00	100.00	0.00	0.13851E+01	0.13851E+01	0.13851E+01	0.13851E+01	0.13851E+01
0.00	110.00	0.00	0.15879E+01	0.15879E+01	0.15879E+01	0.15879E+01	0.15879E+01
0.00	122.80	0.00	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01	0.16842E+01
0.00	130.00	0.00	0.16467E+01	0.16467E+01	0.16467E+01	0.16467E+01	0.16467E+01
0.00	140.00	0.00	0.14929E+01	0.14929E+01	0.14929E+01	0.14929E+01	0.14929E+01
0.00	150.00	0.00	0.12485E+01	0.12485E+01	0.12485E+01	0.12485E+01	0.12485E+01
0.00	160.00	0.00	0.95634E+00	0.95634E+00	0.95634E+00	0.95634E+00	0.95634E+00
0.00	165.68	0.00	0.78680E+00	0.78680E+00	0.78680E+00	0.78680E+00	0.78680E+00
0.00	170.00	0.00	0.66223E+00	0.66223E+00	0.66223E+00	0.66223E+00	0.66223E+00
0.00	180.00	0.00	0.40430E+00	0.40430E+00	0.40430E+00	0.40430E+00	0.40430E+00
0.00	190.00	0.00	0.20590E+00	0.20590E+00	0.20590E+00	0.20590E+00	0.20590E+00
0.00	200.00	0.00	0.73816E-01	0.73816E-01	0.73816E-01	0.73816E-01	0.73816E-01
60.00	40.00	60.00	0.12326E-01	0.12326E-01	0.12326E-01	0.12326E-01	0.12326E-01
60.00	50.00	60.00	0.27021E-01	0.27021E-01	0.27021E-01	0.27021E-01	0.27021E-01
60.00	60.00	60.00	0.50415E-01	0.50415E-01	0.50415E-01	0.50415E-01	0.50415E-01
60.00	70.00	60.00	0.82773E-01	0.82773E-01	0.82773E-01	0.82773E-01	0.82773E-01
60.00	79.91	60.00	0.12168E+00	0.12168E+00	0.12168E+00	0.12168E+00	0.12168E+00
60.00	90.00	60.00	0.16382E+00	0.16382E+00	0.16382E+00	0.16382E+00	0.16382E+00
60.00	100.00	60.00	0.20196E+00	0.20196E+00	0.20196E+00	0.20196E+00	0.20196E+00
60.00	110.00	60.00	0.23009E+00	0.23009E+00	0.23009E+00	0.23009E+00	0.23009E+00
60.00	122.80	60.00	0.24364E+00	0.24364E+00	0.24364E+00	0.24364E+00	0.24364E+00
60.00	130.00	60.00	0.23861E+00	0.23861E+00	0.23861E+00	0.23861E+00	0.23861E+00
60.00	140.00	60.00	0.21751E+00	0.21751E+00	0.21751E+00	0.21751E+00	0.21751E+00
60.00	150.00	60.00	0.18377E+00	0.18377E+00	0.18377E+00	0.18377E+00	0.18377E+00
60.00	160.00	60.00	0.14329E+00	0.14329E+00	0.14329E+00	0.14329E+00	0.14329E+00
60.00	165.68	60.00	0.11975E+00	0.11975E+00	0.11975E+00	0.11975E+00	0.11975E+00
60.00	170.00	60.00	0.10242E+00	0.10242E+00	0.10242E+00	0.10242E+00	0.10242E+00
60.00	180.00	60.00	0.66396E-01	0.66396E-01	0.66396E-01	0.66396E-01	0.66396E-01
60.00	190.00	60.00	0.38415E-01	0.38415E-01	0.38415E-01	0.38415E-01	0.38415E-01
60.00	200.00	60.00	0.19316E-01	0.19316E-01	0.19316E-01	0.19316E-01	0.19316E-01

ENERGY GROUP 2		
PTR	PTZ	FLUX
0.00	122.80	0.30037E+00
10.00	122.80	0.31954E+00
20.00	122.80	0.37095E+00
30.00	122.80	0.43767E+00
38.00	122.80	0.48635E+00
42.89	122.80	0.50818E+00
45.00	122.80	0.51498E+00
50.00	122.80	0.52348E+00
65.00	122.80	0.47701E+00
80.00	122.80	0.34060E+00
100.00	122.80	0.13691E+00
0.00	60.00	0.49862E+00
10.00	60.00	0.49211E+00
20.00	60.00	0.47278E+00
30.00	60.00	0.44127E+00
38.00	60.00	0.40820E+00
42.89	60.00	0.38508E+00
45.00	60.00	0.37448E+00
50.00	60.00	0.34822E+00
65.00	60.00	0.26329E+00
80.00	60.00	0.17869E+00
100.00	60.00	0.82376E-01
0.00	40.00	0.34385E+00
0.00	50.00	0.43376E+00
0.00	60.00	0.49862E+00
0.00	70.00	0.52494E+00
0.00	75.00	0.52191E+00
0.00	79.91	0.50900E+00
0.00	90.00	0.45800E+00
0.00	100.00	0.39159E+00
0.00	110.00	0.33286E+00
0.00	122.80	0.30037E+00
0.00	130.00	0.30998E+00
0.00	140.00	0.35308E+00
0.00	150.00	0.41598E+00
0.00	160.00	0.47623E+00
0.00	165.68	0.50071E+00
0.00	170.00	0.51204E+00
0.00	180.00	0.50929E+00
0.00	190.00	0.46547E+00
0.00	200.00	0.38920E+00
60.00	40.00	0.18039E+00
60.00	50.00	0.23548E+00
60.00	60.00	0.29216E+00
60.00	70.00	0.34741E+00
60.00	79.91	0.39755E+00
60.00	90.00	0.44091E+00
60.00	100.00	0.47386E+00
60.00	110.00	0.49528E+00
60.00	122.80	0.50458E+00
60.00	130.00	0.50071E+00
60.00	140.00	0.48469E+00
60.00	150.00	0.45696E+00
60.00	160.00	0.41876E+00
60.00	165.68	0.39311E+00
60.00	170.00	0.37202E+00
60.00	180.00	0.31928E+00
60.00	190.00	0.26355E+00
60.00	200.00	0.20792E+00

付録D SPEX-1コード(1次元空間依存非線形出力
脱走解析計算コード)

(1)計算対象

原子炉を空間的に1次元近似(平板, 球あるいは円筒形状)した場合に非定常少数群拡散方程式を基礎方程式として反応度事故による原子炉出力脱走時の中性子束分布の空間的・時間的変化を計算する。内部フィードバック効果としてドップラー効果, および気泡効果を考慮に入れることができる。反応度外乱は吸収断面積あるいは核分裂断面積が階段状あるいは直線状の時間的変化により加えることができる。

(2)計算方法

次の時間依存少数群拡散方程式

$$\begin{aligned} \nabla \cdot D_g \nabla \phi_g(x, t) - \Sigma_g^T \phi_g(x, t) + \chi_g^p (1 - \beta) \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f \phi_{g'}(x, t) \\ + \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{g,i}^a C_i(x, t) + \sum_{g' < g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^s \phi_{g'}(x, t) = \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g(x, t), \quad (D-1) \\ (g=1, \dots, G) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{ただし, } \Sigma_g^T &= \Sigma_g^a + \Sigma_g^r + D_g (B_T^g)^2 \\ \Sigma_g^r &= \sum_{g'=g}^G \Sigma_{g \rightarrow g'}^s \end{aligned}$$

$$\beta_i \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f \phi_{g'}(x, t) - \lambda_i C_i(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} C_i(x, t) \quad (i=1, \dots, d) \quad (D-2)$$

において 中性子束, 遅発中性子先行核濃度を次のように変形ヘルムホルツモード展開法により展開を行なう

$$\phi_g(x, t) = \varphi_g^o(t) \phi_g^o(x) + \sum_{m=1}^M \varphi_g^m(t) W_m(x) \quad (D-3)$$

$$C_i(x, t) = C_i^o(t) C_i^o(x) \quad (D-4)$$

ただし, (D-3)式において, Mは展開モード数を表わし, $W_m(x)$ は次のヘルムホルツ方程式および境界条件を満たす固有関数である

$$\nabla^2 W_m(x) + B_m^* W_m(x) = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

$$W_m(R) = 0 \quad R: \text{外挿境界}$$

また $\phi_j^0(x)$, $C_i^0(x)$ は定常状態における中性子束, 遅発中性子先行核濃度の空間分布であり それぞれ次のようにヘルムホルツモードの級数に表わしておく

$$\phi_j^0(x) = \sum_{m=0}^{\infty} g_m^j W_m(x) \doteq \sum_{m=0}^S g_m^j W_m(x) \quad (D-5)$$

$$C_i^0(x) = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G \nu \Sigma_j^f \phi_j^0(x) \doteq \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j=1}^G \sum_{m=0}^S g_m^{j'} \nu \Sigma_j^f W_m(x) \quad (D-6)$$

$$\text{ただし } g_m^j = \int_{\text{reactor}} \phi_j^0(x) W_m(x) dx,$$

S : 定常中性子束を十分再現できる展開モード数

なお (D-4) 式においては早い炉周期の過渡計算を対象としているので過渡状態の終焉までには 遅発中性子先行核濃度の空間分布の形状は 定常状態のまゝであると仮定している。

以上の (D-3), (D-4), (D-5), (D-6) 式を (D-1), (D-2) 式に代入し両辺に $W_n(x)$ を掛けて原子炉全体で積分することにより次式が得られる

$$\begin{aligned} & A_n^g \varphi_j^0 + \sum_{m=1}^M a_{mn}^g \varphi_j^m + \chi_j^p (1-\beta) \sum_{j'=1}^G (F_n^{g'} \varphi_{j'}^0 + \sum_{m=1}^M f_{mn}^{g'} \varphi_{j'}^m) \\ & + \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{j,i}^d D_n^i C_i^0 + \sum_{j' < j} (S_n^{g' \rightarrow g} \varphi_{j'}^0 + \sum_{m=1}^M \Delta_{mn}^{g' \rightarrow g} \varphi_{j'}^m) \\ & = \frac{\varphi_j^0}{v_j} \frac{d\varphi_j^0}{dt} + \frac{\delta_{mn}}{v_j} \frac{d\varphi_j^m}{dt} \quad (n=0, 1, \dots, M; g=1, \dots, G) \quad (D-7) \\ & \quad (\delta_{mn}: \text{クロネッカーのデルタ関数}) \end{aligned}$$

$$\beta_i \sum_{j=1}^G (F_n^{g'} \varphi_{j'}^0 + \sum_{m=1}^M f_{mn}^{g'} \varphi_{j'}^m) - \lambda_i D_n^i C_i^0 = D_n^i \frac{dC_i^0}{dt} \quad (D-8)$$

($i = 1, \dots, d$)

ただし、係数 a_{mn}^g , $f_{mn}^{g'}$, $\Delta_{mn}^{g' \rightarrow g}$ は付録Bと同様の定義であり A_n^g , F_n^g , $S_n^{g' \rightarrow g}$, D_n^i は次のように定義される

$$\begin{aligned} A_n^g &= \int_{\text{reactor}} [\nabla D_g \nabla \phi_j^0 - \Sigma_j^T \phi_j^0] W_n dx \\ &= - \int_{\text{reactor}} (\chi_j^p \sum_{j'=1}^G \nu \Sigma_j^f \phi_{j'}^0 + \sum_{j' < j} \Sigma_{j' \rightarrow j}^s \phi_{j'}^0) W_n dx \end{aligned}$$

$$\doteq -\chi_j^p \sum_{j'=1}^G F_n^{j'} - \sum_{j' < j} S_n^{j' \rightarrow j} \quad (D-9)$$

$$F_n^g = \int_{\text{reactor}} \nu \Sigma_g^f \phi_g^0 W_n dx \doteq \sum_{m=0}^S \phi_m^g f_{mn}^g \quad (D-10)$$

$$S_n^{j' \rightarrow j} = \int_{\text{reactor}} \Sigma_{j' \rightarrow j}^s \phi_{j'}^0 W_n dx \doteq \sum_{m=0}^S \phi_m^{j'} s_{mn}^{j' \rightarrow j} \quad (D-11)$$

$$D_n^i = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \int_{\text{reactor}} \left[\sum_{j'=1}^G \nu \Sigma_{j'}^f \phi_{j'}^0 \right] W_n dx \doteq \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{j'=1}^G F_n^{j'} \quad (D-12)$$

以上の (D-7), (D-8) 式の左辺を中性子の生成, 消滅の要素毎に行列表示すれば以下になる

(i) 漏洩および吸収による損失項 = $\mathbb{L} \times$

$$\times = \text{col.} \{ \varphi_1^0, \varphi_1^1, \dots, \varphi_1^M, \varphi_2^0, \varphi_2^1, \dots, \varphi_2^M, \dots, \varphi_G^0, \varphi_G^1, \dots, \varphi_G^M \} \quad (D-13)$$

$$\mathbb{L} = \begin{array}{c} \begin{array}{cc} \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline L'_{11} & L'_{1g} \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline L'_{p1} & L'_{pg} \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \\ \downarrow n & & & & \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline L''_{11} & L''_{1g} \\ \hline L''_{p1} & L''_{pg} \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \\ \downarrow g & & & & \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline \vdots & \vdots \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline \vdots & \vdots \\ \hline \end{array} \end{array} \end{array}$$

ただし

$$L'_{11} = \frac{A_0^g}{\phi_0^g}, \quad L'_{1g} = \frac{a_{m0}^g}{\phi_0^g},$$

$$L'_{p1} = A_n^g - \frac{\phi_n^g}{\phi_0^g} A_0^g,$$

$$L'_{pg} = a_{mn}^g - \frac{\phi_n^g}{\phi_0^g} a_{m0}^g$$

(D-14)

(ii) 核分裂による生成項 = $\mathbb{F} \times$

$$\mathbb{F} = \begin{array}{c} \begin{array}{cc} \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} \\ \downarrow n & & & & \\ \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline F''_{11} & F''_{1g} \\ \hline F''_{p1} & F''_{pg} \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} \\ \downarrow g & & & & \\ \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} & \vdots & \begin{array}{|c|c|} \hline & \\ \hline \end{array} \end{array} \end{array}$$

ただし

$$F''_{11} = \chi_j^p (1-\beta) \frac{F_0^{j'}}{\phi_0^g},$$

$$F''_{1g} = \chi_j^p (1-\beta) \frac{f_{m0}^{j'}}{\phi_0^g},$$

$$F''_{p1} = \chi_j^p (1-\beta) \left(F_n^{j'} - \frac{\phi_n^g}{\phi_0^g} F_0^{j'} \right)$$

$$F''_{pg} = \chi_j^p (1-\beta) \left(f_{mn}^{j'} - \frac{\phi_n^g}{\phi_0^g} f_{m0}^{j'} \right)$$

(D-15)

(iii) 減速による生成項 = $S \times$

$$S = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} \\ \hline \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} \\ \begin{array}{ccc} 0 & 0 & \vdots & 0 \\ \hline \begin{array}{cc} S_{11}^{j \rightarrow g} & S_{12}^{j \rightarrow g} \\ S_{p1}^{j \rightarrow g} & S_{p2}^{j \rightarrow g} \end{array} & 0 & 0 \\ \hline \begin{array}{cc} \boxed{} & \boxed{} \end{array} & \vdots & 0 \end{array} \end{array}$$

たゞし

$$S_{11}^{j \rightarrow g} = \frac{S_0^{j \rightarrow g}}{D_0^g}$$

$$S_{12}^{j \rightarrow g} = \frac{\Delta_{m0}^{j \rightarrow g}}{D_0^g}$$

$$S_{p1}^{j \rightarrow g} = S_{11}^{j \rightarrow g} - \frac{\Delta_{1n}^{j \rightarrow g}}{D_0^g} S_0^{j \rightarrow g}$$

$$S_{p2}^{j \rightarrow g} = \Delta_{mn}^{j \rightarrow g} - \frac{\Delta_{1n}^{j \rightarrow g}}{D_0^g} \Delta_{m0}^{j \rightarrow g} \quad (D-16)$$

(iv) 遅発中性子先行核による中性子生成項 = $P \gamma$

$$\gamma = \text{col} \{ C_1^i, C_2^i, \dots, C_d^i \} \quad (D-17)$$

$$P = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \xrightarrow{i} \\ \hline \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow n \\ \hline \end{array} \\ \begin{array}{ccc} \boxed{} & \boxed{} & \vdots & \boxed{} \\ \hline \begin{array}{cc} P_{11}^{i \rightarrow g} & P_{12}^{i \rightarrow g} \\ P_{p1}^{i \rightarrow g} & P_{p2}^{i \rightarrow g} \end{array} & \vdots & \boxed{} \\ \hline \begin{array}{cc} \boxed{} & \boxed{} \end{array} & \vdots & \boxed{} \end{array} \end{array}$$

たゞし

$$P_{11}^{i \rightarrow g} = \lambda_i \chi_{g,i}^d \frac{D_0^i}{D_0^g}$$

$$P_{p1}^{i \rightarrow g} = \lambda_i \chi_{g,i}^d \left(D_n^i - \frac{\Delta_{1n}^i}{D_0^i} D_0^i \right) \quad (D-18)$$

(v) 核分裂による遅発中性子先行核の生成項 = $Q \times$

$$Q = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} & \xrightarrow{m} \\ \hline \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} \\ \begin{array}{ccc} \boxed{} & \boxed{} & \vdots & \boxed{} \\ \hline \begin{array}{cc} Q_{11}^{g \rightarrow i} & Q_{12}^{g \rightarrow i} \end{array} & \vdots & \boxed{} \\ \hline \begin{array}{cc} \boxed{} & \boxed{} \end{array} & \vdots & \boxed{} \end{array} \end{array}$$

たゞし

$$Q_{11}^{g \rightarrow i} = \beta_i \frac{F_0^{g \rightarrow i}}{D_0^i}$$

$$Q_{12}^{g \rightarrow i} = \beta_i \frac{\Delta_{m0}^{g \rightarrow i}}{D_0^i} \quad (D-19)$$

(vi) 遅発中性子先行核が崩壊する項 = $D \cdot \gamma$

$$D = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \xrightarrow{i} \\ \hline \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} & \begin{array}{c} \downarrow i \\ \hline \end{array} \\ \begin{array}{ccc} -\lambda_1 & 0 & \vdots & 0 \\ \hline 0 & -\lambda_2 & \vdots & 0 \\ \hline \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hline 0 & 0 & \vdots & -\lambda_d \end{array} \end{array}$$

$$(D-20)$$

以上の(i)から(vi)までを用いると、(D-7)、(D-8)式は次のようになる。

$$\begin{array}{c} \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ \vdots \\ T \\ G \\ i \end{array} \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{c} 1 \quad 2 \quad \dots \quad T \quad G \quad i \end{array} \\ \left[\begin{array}{cccccc} & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ \hline & A & + & F & + & S \\ \hline & & & & & P \\ \hline & & & & & \\ & & & & & Q \\ & & & & & D \end{array} \right] \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \varphi_1^0 \\ \vdots \\ \varphi_T^0 \\ \vdots \\ \varphi_G^0 \\ \vdots \\ \varphi_i^0 \end{array} \end{array} = \frac{d}{dt} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \varphi_1^0 \\ \vdots \\ \varphi_T^0 \\ \vdots \\ \varphi_G^0 \\ \vdots \\ \varphi_i^0 \end{array} \end{array} \quad (D-21)$$

上式の数値計算の時間を短縮するために 第1群より第T群までの $\frac{1}{\tau}$ を0とみなし 第(T+1)群から第G群までの右辺の $\frac{1}{\tau}$ と対応する左辺の行列要素に掛け すなわち (D-21)式において左辺行列の斜線部に対応する群の φ_j をかけて 左辺の行列の 1 ~ T 行, 1 ~ T 列の行列を α , 1 ~ T 行, T+1 ~ i 列の行列を β T+1 ~ i 行, 1 ~ T 列の行列を γ , T+1 ~ i 行, T+1 ~ i 列の行列を δ とすると (D-21)式は次のように表示することができる

$$\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \chi \\ \eta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{d\eta}{dt} \end{bmatrix} \quad (D-22)$$

$$\text{ただし } \chi = \text{col}(\varphi_1^0, \dots, \varphi_T^0, \dots, \varphi_T^0, \dots, \varphi_T^0) \quad (D-23)$$

$$\eta = \text{col}(\varphi_{T+1}^0, \dots, \varphi_{T+1}^0, \dots, \varphi_G^0, \dots, \varphi_G^0, C_1^0, \dots, C_a^0) \quad (D-24)$$

(D-22)式は次のように表わすことができる

$$(\delta - \gamma \alpha^{-1} \beta) \eta = \frac{d}{dt} \eta \quad (D-25)$$

$$\chi = -\alpha^{-1} \beta \eta \quad (D-26)$$

したがって (D-25)式をルンゲ=クッタ=ギル法により数値積分して各時点の η を求め、 η を (D-26)式に代入することにより 同一時点の χ が得られる。このようにして各時点の (D-7)、(D-8)式の時間係数 φ_1^0, \dots

$\varphi_1^n, \dots, \varphi_G^n, \dots, \varphi_G^n, C_1^n, \dots, C_0^n$ の値が得られる。この値を (D-3), (D-4) 式に代入することにより各時点の中性子束, 遅発中性子先行核濃度の空間分布を計算することができる。

一方、内部フィードバック効果を考慮すると各時点で基礎式 (D-1), (D-2) の炉常数が出力上昇に伴う炉内温度, 気泡発生等の変化により摂動が生じる非線形問題となる。このことは (D-7), (D-8) 式において係数 $\alpha_{mn}^i, f_{mn}^i, \dots, D_n^i$ 等の係数に摂動が加わることに対応するので、各時点での炉常数摂動に対応するこれらの係数の摂動を求めこれから各時点ごとに行列 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ を計算することにより非線形問題を解析することができる。以下には内部フィードバック効果によるこれらの係数の摂動の計算方法について述べる。

燃料温度, 被覆温度, 気泡量の定常値からの偏移をそれぞれ T_f, T_c, V で表わす。炉周期の小さな早い出力脱走状態ではこれらの T_f, T_c, V はそれぞれ近似的に次式で与えられる

$$T_f(x, t) = \frac{k}{c_f} \sum_{g=1}^G \int_0^t \{ \nu \Sigma_g^f \phi_g(x, \tau) - \nu \Sigma_g^{f0} \phi_g^0(x) \} d\tau \quad (D-27)$$

$$T_c(x, t) = \frac{h_f}{h_f + h_c} T_f(x, t) \quad (D-28)$$

$$V(x, t) = k_v h_c \int_0^t T_c d\tau \quad (D-29)$$

ただし c_f : 燃料の比熱
 k : 1核分裂当りの発熱量への換算係数
 h_f : 燃料から被覆への等価熱伝達係数
 h_c : 被覆から冷却材への等価熱伝達係数
 k_v : 冷却材への熱流束当りの気泡生成率

燃料温度上昇に伴うドップラー効果による第 g 群第 i 領域の吸収断面積の変化 $\delta_F \Sigma_{g,i}^a$ は次のように仮定する

$$\delta_F \Sigma_{g,i}^a = K_{D,i}^g T_f \quad (D-30)$$

また 気泡量変化による第 g 群第 i 領域の拡散係数の変化 $\delta_F D_{g,i}$ は次のように仮定する

$$\delta_F D_{g,i} = K_{v,i}^g V \quad (D-31)$$

ただし $K_{v,i}^g$, $K_{v,i}^g$ はそれぞれ第 g 群第 i 領域のドップラー係数および気泡係数である。

(D-30), (D-31) 式に (D-27), (D-29) 式を代入するにより

$$\delta_F \Sigma_{g,i}^{\sim} = C_{v,i}^g \sum_{j=1}^G \int_0^t \{ \nu \Sigma_{g,j}^{\sim} \phi_{g,j}(x, \tau) - \nu \Sigma_{g,j}^{\sim 0} \phi_{g,j}^0(x) \} d\tau, \quad (D-32)$$

$$\delta_F D_{g,i} = C_{v,i}^g \sum_{j=1}^G \int_0^t \int_0^{\tau} \{ \nu \Sigma_{g,j}^{\sim} \phi_{g,j}(x, \tau') - \nu \Sigma_{g,j}^{\sim 0} \phi_{g,j}^0(x) \} d\tau' d\tau, \quad (D-33)$$

$$\text{ただし } C_{v,i}^g = \frac{K_{v,i}^g \bar{v}}{c_f} \quad (D-34)$$

$$C_{v,i}^g = \frac{K_{v,i}^g \bar{v} \bar{v}_v \hbar_c \hbar_f}{c_f (\hbar_f + \hbar_c)} \quad (D-35)$$

また 反応度事故は第 g 群第 i 領域の吸収断面積に外部より階段状あるいは直線状の変化 $\delta_s \Sigma_{g,i}^{\sim}$, あるいは第 g 群第 i 領域の核分裂断面積に階段状の変化 $\delta_s \nu \Sigma_{g,i}^{\sim}$ が加えられて生じるとする。

以上より, 内部フィードバックおよび強制外乱による炉常数の変化は $\delta_F \Sigma_{g,i}^{\sim}$, $\delta_F D_{g,i}$, $\delta_s \Sigma_{g,i}^{\sim}$, $\delta_s \nu \Sigma_{g,i}^{\sim}$ のみである。これらに対応する (D-7), (D-8) 式の係数 a_{mn}^g , f_{mn}^g , A_n^g , F_n^g および D_n^g は 定常項 (添字 0), 強制外乱項 (δ_s), 内部フィードバックによる外乱項 (δ_F) により次式で与えられる

$$\begin{aligned} a_{mn}^g &= a_{mn}^{g0} + \delta_s a_{mn}^g + \delta_F a_{mn}^g \\ f_{mn}^g &= f_{mn}^{g0} + \delta_s f_{mn}^g \\ A_n^g &= A_n^{g0} + \delta_s A_n^g + \delta_F A_n^g \\ F_n^g &= F_n^{g0} + \delta_s F_n^g \\ D_n^g &= D_n^{g0} + \delta_s D_n^g \end{aligned} \quad (D-36)$$

他の係数 $S_n^{g'g}$, $\Delta_{mn}^{g'g}$ は定常時の値のみである。そして, これらの外乱項は各時間ステップごとに次式以下のように計算される

$$\delta_s a_{mn}^g = \sum_{i=1}^{N_{Tg}} \delta_s \Sigma_{g,i}^{\sim} \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_m W_n dx \quad (D-37)$$

$$\delta_s A_n^g = \sum_{m=0}^S g_m^g \delta_s a_{mn}^g \quad (D-38)$$

$$\delta_s f_{mn}^g = \sum_{i=1}^{Nrg} \delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+ \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_m W_n dx \quad (D-39)$$

$$\delta_s F_n^g = \sum_{m=0}^S g_m^g \delta_s f_{mn}^g \quad (D-40)$$

$$\delta_F a_{mn}^g = \sum_{g'=1}^{G'} \left\{ Q_{mn}^{g'+} I_{g'}^0(t) - \sum_{mn}^{g'+} J_{g'}^0(t) \right. \\ \left. + \sum_{\nu=0}^M (P_{\nu mn}^{g'+} I_{g'}^{\nu}(t) - \Pi_{\nu mn}^{g'+} J_{g'}^{\nu}(t)) - Q_{mn}^{g'-} t + \frac{\sum_{mn}^{g'-}}{2} t^2 \right\}, \quad (D-41)$$

$$\delta_F A_n^g = \sum_{m=0}^S g_m^g \delta_F a_{mn}^g \quad (D-42)$$

$$\delta_s D_n^i = \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{g'=1}^{G'} \delta_s F_n^{g'} \quad (D-43)$$

$$I_{g'}^m(t) = \int_0^t \varphi_{g'}^m(\tau) d\tau \quad (D-44)$$

$$J_{g'}^m(t) = \int_0^t \int_0^{\tau} \varphi_{g'}^m(\tau') d\tau' d\tau \quad (D-45)$$

$$P_{\nu mn}^{g'+} = \sum_{i=1}^{Nrg} C_{\nu,i}^{g'} (\nu \Sigma_{g,i}^{+0} + \delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+) \cdot \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_{\nu} W_m W_n dx, \quad (D-46)$$

$$P_{\nu mn}^{g'-} = \sum_{i=1}^{Nrg} C_{\nu,i}^{g'} \nu \Sigma_{g,i}^{+0} \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_{\nu} W_m W_n dx \quad (D-47)$$

$$Q_{mn}^{g'+} = \sum_{k=0}^S g_k^g P_{kmn}^{g'+} \quad (D-48)$$

$$Q_{mn}^{g'-} = \sum_{k=0}^S g_k^g P_{kmn}^{g'-} \quad (D-49)$$

$$\Pi_{\nu mn}^{g'+} = \sum_{i=1}^{Nrg} C_{\nu,i}^{g'} (\nu \Sigma_{g,i}^{+0} + \delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+) \int_{x_i}^{x_{i+1}} \nabla W_{\nu} \cdot \nabla W_m W_n dx \\ + \sum_{i=1}^{Nrg} \left\{ C_{\nu,i+1}^{g'} (\nu \Sigma_{g,i+1}^{+0} + \delta_s \nu \Sigma_{g,i+1}^+) - C_{\nu,i}^{g'} (\nu \Sigma_{g,i}^{+0} + \delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+) \right\} \\ \cdot \left\{ W_{\nu} \nabla W_m W_n \right\}_{x=x_i} - B_m^2 \sum_{i=1}^{Nrg} C_{\nu,i}^{g'} (\nu \Sigma_{g,i}^{+0} + \delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+) \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_{\nu} W_m W_n dx, \quad (D-50)$$

$$\Pi_{\nu mn}^{g'-} = \sum_{i=1}^{Nrg} C_{\nu,i}^{g'} \nu \Sigma_{g,i}^{+0} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \nabla W_{\nu} \cdot \nabla W_m W_n dx$$

$$+ \sum_{i=1}^{Nrb} \left[C_{v,i+1}^g \nu \sum_{j,i+1}^{f_0} - C_{v,i}^g \nu \sum_{j,i}^{f_0} \right] \left[W_v \nabla W_m W_n \right]_{x=x_i} \\ - B_m^2 \sum_{i=1}^{Nrg} C_{v,i}^g \nu \sum_{j,i}^{f_0} \int_{x_i}^{x_{i+1}} W_v W_m W_n dx, \quad (D-51)$$

$$\sum_{mn}^{g+} = \sum_{k=0}^S q_k^g \times \pi_{kmn}^{g+} \quad (D-52)$$

$$\sum_{mn}^{g-} = \sum_{k=0}^S q_k^g \times \pi_{kmn}^{g-} \quad (D-53)$$

(3) コードの概容

SPEX-1コードの使用上の主な制限条件は、

エネルギー群数 (NG)	2 ~ 4 群
領域数 (KRIGON)	1 ~ 5 領域
遅発中性子組数 (NDN)	0 ~ 6 組
中性子の展開モード数 (MODE)	1 ~ 10 モード (1 の場合、定常モードのみ)

このコードの計算順序を述べると、時間ステップ巾 (H-) が入力カードより与えられる。まず (D-7)、(D-8) 式の係数が付録 B の (B-4)、(B-5)、(B-6) 式および (D-9)、(D-10)、(D-11)、(D-12) 式に従って計算され、(D-14)、(D-15)、(D-16)、(D-18)、(D-19)、(D-20)、(D-21) 式の配列計算、(D-22) 式の α , β , γ , δ の行列計算、および (D-25)、(D-26) 式の $[\delta - \gamma \alpha^{-1} \beta]$, $[-\alpha^{-1} \beta]$ の行列計算を行なったのち、(D-25) 式の連立微分方程式をルンゲ=クッタ=ジル法により計算時間巾 H で NX ステップ計算する。この際 $1/v = 0$ と近似するエネルギー群は LS (LS < NG) で与えられる。(D-25) 式により λ が求められると (D-26) 式により NX 時間ステップの η も求められる。NX 時間ステップ目に (D-7)、(D-8) 式の係数の外乱項が (D-37) 式より (D-53) 式までに従って計算し直され、また新たに (D-25)、(D-26) 式の行列を計算し、(D-25)、(D-26) 式に従って次の NX 時間ステップを λ , η について解く。ここでは係数 α 値を一定として (D-25)、(D-26) 式を解く NX 個の時間ステップのことを 1 フィードバック間隔と呼ぶことにする。各群各モードの時間係数、指定された位置 (位置の数 NPOINT ≤ 20) における中性子束の値が、各フィードバック反復の最初と最後の時

点について出力される。1 フィードバック反復当りの時間ステップ数 NX と、フィードバック反復数 NT は、 $NX \leq 20$, $NT \leq 9999$ 以下である。

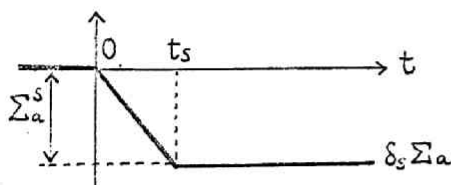
初期定常状態の中性子束は、差分拡散コードによる計算結果を入力データとして与える。定常中性子束データの空間メッシュ数 (NFM) は 100 以下である。また、領域ごとに差分計算の空間メッシュ巾は異なっている。領域境界のメッシュ番号 (NB) とその位置 VNB もまた入力データとして与える。初期中性子束は計算コード内でヘルムホルツモードに展開される。初期中性子束の展開モード数 ($MODSM$) は 20 以下である。

もし引続いて同じ対象の計算を、モード数 ($MODE$) あるいは時間ステップ巾 (H) のみを変更して行ないたい場合には、 $MODE$ あるいは H に対する入力カード 1 枚を用意すればよい。

また無駄なフィードバック計算を省くために次のパラメータ FSG , FDF , CRD を入力カードで与える。これらのパラメータは次のような意味をもつ

$FSG \neq 0.0$	Σ_a にフィードバックあり.
$= 0.0$	Σ_a にフィードバックなし
$FDF \neq 0.0$	D にフィードバックあり
$= 0.0$	D にフィードバックなし.
$CRD \neq 0.0$	Σ_a が直線状に変化する
$= 0.0$	Σ_a が直線状に変化しない.

$CRD = 0.0$ のときには $\delta \Sigma_f$, Σ_a は $t = +0$ に階段状に変化するとし、変化量 $\delta \Sigma_f$, $\delta \Sigma_a$ を入力データとして用意する。それぞれ $DSTBF(K, L)$, $DSTBA(K, L)$ に対応する。ただし、 K は領域番号、 L は群番号を表わす。



$CRD \neq 0.0$ のときには $\delta_s \Sigma_a$ が、左図のように直線状に変化するから、 $t = t_s$ で飽和した時の $\delta_s \Sigma_a$ の値 Σ_a^s および飽和時間 t_s を入力データとして与える。 $\delta_s \Sigma_a$ は次のように計算される。

$$\begin{cases} 0 \leq t \leq t_s \text{ のとき} & \Sigma_a^s t / t_s \\ t \geq t_s \text{ のとき} & \Sigma_a^s \end{cases}$$

Σ_a^s は $DFSGA(K, L)$ として領域別、エネルギー群別に与えられる。 t_s

は $TSR(K)$ として領域別に与えられる。 $CRD = 0.0$ のときには、
 $DFSGA$ 、 TSR のデータを用意する必要はない。

$FSG \neq 0.0$ 、すなわち Σ_a にフィードバックがある時には Σ_a に
対する領域別、群別フィードバック係数 $C_{a, l}^{fb}$ に対応する $CSGM(K, L)$ を
入力データとして用意する。 $FSG = 0.0$ のとき $CSGM$ を用意する必要
はない。

$FDF \neq 0.0$ のとき、すなわち D にフィードバックがある時には D のフィ
ードバック係数 $C_{d, l}^{fb}$ に対応する $CDFC(K, L)$ を入力データとして用意する。
 $FDF = 0.0$ のとき、 $CDFC$ を用意する必要はない。

(4) 入力データ形式

$SPEX-1$ コードの入力データカードは次の順序に用意する。

1 $IY, NUMB, HEAD$ FORMAT(I1, I4, 14A5)

$IY = 0$

$NUMB$: 解くべき問題の番号

$HEAD$: 問題の表題あるいは注釈

2 $NF, NG, MODE, KRIGON, NDN, NFM, MODSM$ FORMAT(7I5)

NF : 原子炉形状の指定

1 対称平板, 2 非対称平板, 3 球, 4 円筒

NG : エネルギー群数 (1-4)

$MODE$: 非定常中性子束の展開モード数 (1-10)

$KRIGON$: 領域数 (1-5)

NDN : 遅発中性子組数 (0-6)

NFM : 初期中性子束のメッシュ数 (≤ 99)

$MODSM$: 初期中性子束の展開モード数 (≤ 20)

3 $(NB(I), I=1, KRIGON+1)$ FORMAT(7I5)

第 $I-1$ と第 I 領域の境界のメッシュ番号

ただし $NB(1) = 1, NB(KRIGON+1) = NFM+1$

4 $(VNB(I), I=1, KRIGON+1)$ FORMAT(6E12.0)

第 $I-1$ と第 I 領域の境界の位置

ただし $VNB(1) = 0.0, VNB(KRIGON+1) =$ 外挿境界の位置

5. $((DIFCON(I, J), I=1, KRIGON), J=1, NG)$ FORMAT(6E12.0)

第 J 群第 I 領域の拡散係数

6. ((SGMA(I,J), I=1,KRIGON), J=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 同じく吸収断面積

7. ((SGMF(I,J), I=1,KRIGON), J=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 同じく核分裂断面積と1核分裂当りの中性子生成数

8. ((BUKLT(I,J), I=1,KRIGON), J=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 同じく縦方向彎曲

9. (((SGMS(I,L,LL), I=1,KRIGON), L=1,NG), LL=1,NG)
 FORMAT(6E12.0)

第I領域の第L群から第LL群への散乱断面積

NDN = 0 のとき, 次の10, 11, 12のカードは不要である。

10. (BETAD(I), I=1,NDN) FORMAT(6E12.0)
 第I組遅発中性子生成の割合

11. (DLM DA(I), I=1,NDN) FORMAT(6E12.0)
 第I組遅発中性子先行核の崩壊常数

12. ((DXAI(I,L), I=1,NDN), L=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 第I組遅発中性子の第L群への生成スペクトル

13. (FLUX(I,J), I=1,NFM+1) (Jについては, J=1,NGの
 DO LOOP になっている) FORMAT(6E12.0)
 第J群第Iメッシュの定常中性子束データ

14. (VELCT(L), L=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 第L群中性子速度

15. (XAI(L), L=1,NG) FORMAT(6E12.0)
 即発中性子の第L群スペクトル

16. FSG, FDF, CRD FORMAT(6E12.0)

FSG : $\delta_F \Sigma_a$ のフィードバック判別 ($\neq 0.0$ フィードバックあり, $= 0.0$ なし)

FDF : $\delta_F D$ のフィードバック判別 ($\neq 0.0$ フィードバックあり, $= 0.0$ なし)

CRD : $\delta_s \Sigma_a$ が直線状入力か階段状入力かの判別

($\neq 0.0$ 階段状入力, $= 0.0$ 直線状入力)

CRD $\neq 0.0$ のとき, 17, 18のカードは不要である

17. ((DSTBF(K,L), K=1,KRIGON), L=1,NG) FORMAT(6E12.0)

第L群第K領域の階段状外乱 $\delta_s \nu \Sigma_{g,i}^+$

18. ((DSTBA(K,L), K=1,KRIGON), L=1,NG) FORMAT(6E12.0)

同じく $\delta_s \Sigma_{g,i}^a$

FSG = 0.0 のとき 19 のカード不要

19 ((CSGM(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.0)

第L群第K領域のドップラーフィードバック係数 $C_{D,i}^g$

FDF = 0.0 のとき, 20 のカードは不要

20 ((CDFC(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.0)

第L群第K領域の気泡フィードバック係数 $C_{F,i}^g$

21 H FORMAT(6E12.0)

時間ステップ巾(秒)

22. LS, NX, NT, NPOINT FORMAT(6E12.0)

LS : 中性子速度 v を無限大, すなわち $1/v = 0$ とみなす群数
($LS < NG$)

NX : ($D-25$), ($D-25$) 式の行列を一定とみなす 1 フィードバック反復の間の計算ステップ数 ($NX \leq 20$)

NT : フィードバック反復の回数あるいは出力の回数 ($NT \leq 99999$)

NPOINT : 中性子束の空間分布を計算する出力点(位置)の数
($NPOINT \leq 20$)

23. (POINT(I), I=1, NPOINT) FORMAT(6E12.0)

中性子束の空間分布を計算する出力点(位置)の座標

CRD = 0.0 のときには 次の 24, 25 のデータは不要である

24. ((DFSGA(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.0)

飽和吸収断面積 Σ_a^s

25 (TSR(K), K=1, KRIGON) FORMAT(6E12.0)

飽和時間 t_s

26: IY, NUMB, HEAD FORMAT(I1,I4,I4A5)

(A) もし新しい入力データで計算を繰返す場合

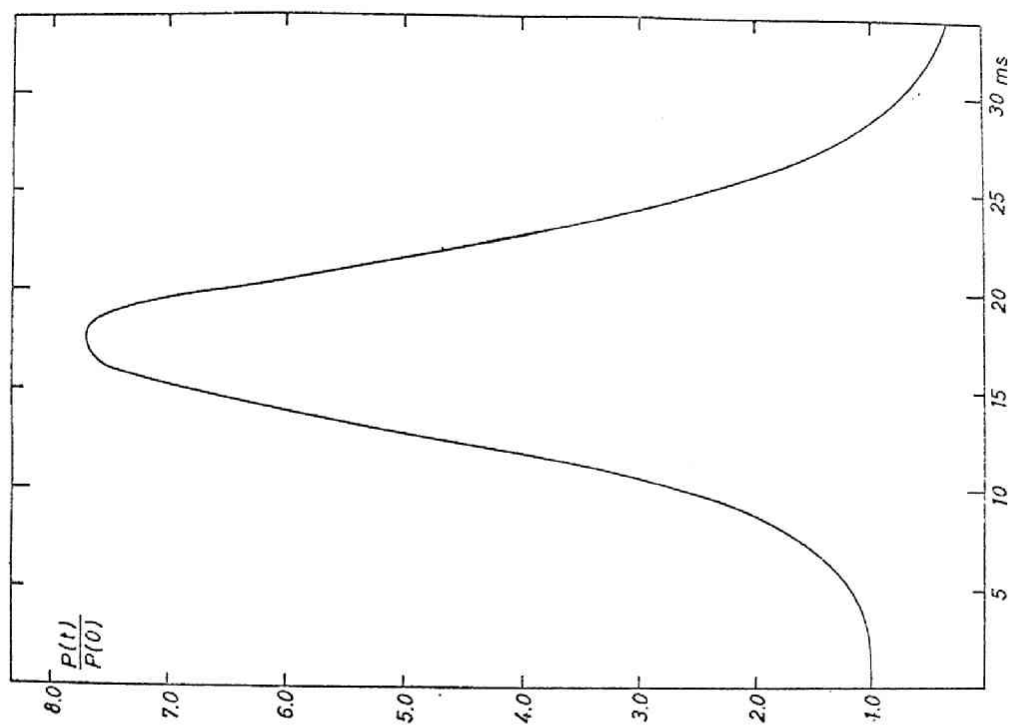
IY = 0

NUMB : 問題番号

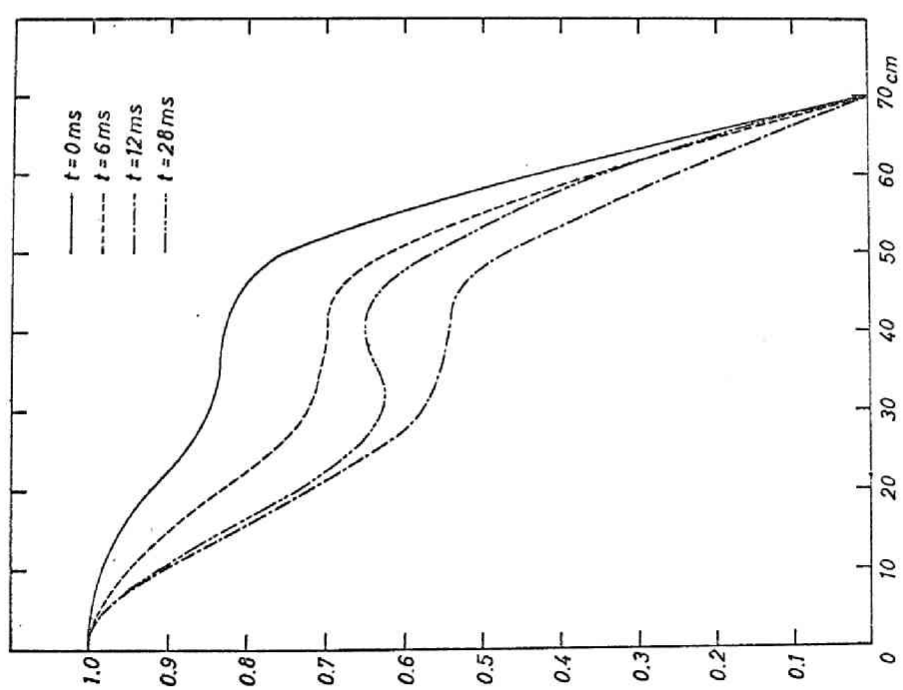
HEAD : 表題ないし注釈

以下, カード 2 ~ 25 を カード 26 のあとに続ける

(B) モード数(MODE)ないし時間ステップ巾(H)を変更するのみで他は同様の入力データを用いる場合



第D-1図 全出力の時間的变化



第D-2図 熱中性子束の空間分布形状の時間的变化

1Y = 1 のとき 1つ前の入力データのうち、モード数(MODE)のみを変更する

1Y = 2 のとき 1つ前の入力データのうち、時間ステップ中(H)のみを変更する

NUMB, HEAD は(A)と同様である

(B)の場合 は カード 2 ~ 25 は不要で 1Y = 1 の場合、カード 27, 1Y = 2 の場合 カード 28 をカード 26 の後に続ける

27. MODE

FORMAT(7I5)

カード 26 で 1Y = 1 の場合のみ

28. H

FORMAT(6E12.0)

カード 26 で 1Y = 2 の場合のみ

29. END-OF-DATA CARD

このカードの第 1 欄に整数 9 をパンチする。このカードは入力データの最後につける。

(5) 出力例

第 3 章 4 の第 3 - 1 図の黒鉛減速炉において第 3 - 1 表の臨界炉常数および動特性パラメタが与えられている場合に、第 3 - 1 図の斜線部での第 2 群吸収断面積を、飽和時間 0.01 秒で -0.004 cm^{-1} だけ減少した場合の中性子束分布の空間的、時間的変動を SPEX-1 コードを用いて計算した例を示す。ただし、ドップラーフィードバックのみを考慮し、炉心の第 1 群のドップラー係数 C_D を 1.0 としている。全出力の時間的变化、熱中性子束の空間分布の各時点の形状をそれぞれ第 D - 1 図および第 D - 2 図に示す。また 計算結果の出力データのリストの一部を次頁以下に示す。

PROBLEM NO. 1 SYMMETRIC SLAB MODE=4 RAMP ROD DRIVE

I N P U T D A T A

REACTOR TYPE*****SYMMETRIC SLAB

FLUX GROUP	MODE	REGION	NO. OF DELAYED NEUTRON	FINE MESH
2	4	3	1	99

SUBINTERBAL MESH***** 15(10.00CM) 57(40.00CM) 100(70.00CM)

DIFFUSION CONSTANT

GROUP 1	1.100000	1.100000	1.100000
GROUP 2	0.890000	0.890000	0.890000

ABSORPTION CROSS SECTION

GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.008180	0.008180	0.000400

REMOVAL CROSS SECTION

GROUP 1	0.003400	0.003400	0.003400
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

TRANSVERSE BUCKLING

GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

SCATTERING CROSS SECTION

L= 1

GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.003400	0.003400	0.003400

L= 2

GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

NEU*FISSION CROSS SECTION

GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.010238	0.010238	0.000000

NEUTRON VELOCITY

GROUP 1	0.43600E+08CM/SEC
GROUP 2	0.22000E+06CM/SEC

FISSION SPECTRUM

1.000
0.000

CRITICAL FLUX DATA*****MESH

99

GROUP 1

0.6816391E+01	0.6815412E+01	0.6812474E+01	0.6807579E+01	0.6800725E+01
0.6791912E+01	0.6781141E+01	0.6768411E+01	0.6753722E+01	0.6737073E+01
0.6718463E+01	0.6697893E+01	0.6675360E+01	0.6650864E+01	0.6624403E+01
0.6595976E+01	0.6565578E+01	0.6533210E+01	0.6498865E+01	0.6462543E+01
0.6424235E+01	0.6383939E+01	0.6341646E+01	0.6297351E+01	0.6251043E+01
0.6202715E+01	0.6152354E+01	0.6099948E+01	0.6045483E+01	0.5988941E+01
0.5930306E+01	0.5869556E+01	0.5806668E+01	0.5741617E+01	0.5674373E+01
0.5604904E+01	0.5533175E+01	0.5459145E+01	0.5382771E+01	0.5304003E+01
0.5222789E+01	0.5139067E+01	0.5052773E+01	0.4963834E+01	0.4872171E+01
0.4777696E+01	0.4680313E+01	0.4579918E+01	0.4476393E+01	0.4369614E+01
0.4259441E+01	0.4145725E+01	0.4028298E+01	0.3906981E+01	0.3781577E+01
0.3651870E+01	0.3517625E+01	0.3378589E+01	0.3237152E+01	0.3100820E+01
0.2969378E+01	0.2842619E+01	0.2720343E+01	0.2602357E+01	0.2488474E+01
0.2378516E+01	0.2272309E+01	0.2169685E+01	0.2070482E+01	0.1974545E+01
0.1881722E+01	0.1791866E+01	0.1704836E+01	0.1620494E+01	0.1538708E+01
0.1459348E+01	0.1382290E+01	0.1307411E+01	0.1234594E+01	0.1163724E+01
0.1094690E+01	0.1027382E+01	0.9616934E+00	0.8975219E+00	0.8347657E+00
0.7733259E+00	0.7131057E+00	0.6540099E+00	0.5959456E+00	0.5388211E+00
0.4825462E+00	0.4270324E+00	0.3721915E+00	0.3179384E+00	0.2641864E+00
0.2108509E+00	0.1548479E+00	0.1050938E+00	0.5250552E-01	0.0000000E-40

GROUP 2

0.2690866E+01	0.2690544E+01	0.2689578E+01	0.2687968E+01	0.2685719E+01
0.2682831E+01	0.2679308E+01	0.2675156E+01	0.2670377E+01	0.2664980E+01
0.2658971E+01	0.2652357E+01	0.2645147E+01	0.2637352E+01	0.2628981E+01
0.2620047E+01	0.2610563E+01	0.2600543E+01	0.2590003E+01	0.2578959E+01
0.2567430E+01	0.2555435E+01	0.2542997E+01	0.2530138E+01	0.2516885E+01
0.2503263E+01	0.2489302E+01	0.2475033E+01	0.2460492E+01	0.2445713E+01
0.2430737E+01	0.2415607E+01	0.2400368E+01	0.2385069E+01	0.2369763E+01
0.2354509E+01	0.2339366E+01	0.2324403E+01	0.2309690E+01	0.2295305E+01
0.2281330E+01	0.2267855E+01	0.2254977E+01	0.2242799E+01	0.2231435E+01
0.2221004E+01	0.2211637E+01	0.2203476E+01	0.2193672E+01	0.2191390E+01
0.2187805E+01	0.2186109E+01	0.2186509E+01	0.2189226E+01	0.2194503E+01
0.2202598E+01	0.2213791E+01	0.2228388E+01	0.2242106E+01	0.2250029E+01
0.2252424E+01	0.2249547E+01	0.2241646E+01	0.2228957E+01	0.2211707E+01
0.2190114E+01	0.2164387E+01	0.2134727E+01	0.2101328E+01	0.2064375E+01
0.2024047E+01	0.1980515E+01	0.1933945E+01	0.1884496E+01	0.1832320E+01
0.1777565E+01	0.1720374E+01	0.1660883E+01	0.1599224E+01	0.1535526E+01
0.1469912E+01	0.1402501E+01	0.1333409E+01	0.1262748E+01	0.1190628E+01
0.1117154E+01	0.1042428E+01	0.9665521E+00	0.8896228E+00	0.8117359E+00
0.7329848E+00	0.6534613E+00	0.5732554E+00	0.4924554E+00	0.4111487E+00
0.3294213E+00	0.2473586E+00	0.1650448E+00	0.8256413E-01	0.0000000E-40

DELAYED NEUTRON DATA

	I-TH BETA	I-TH LAMBDA
	0.0075	0.0800
TOTAL BETA = 0.0075		

DELAYED NEUTRON SPECTRUM

	1
GROUP 1	1.000
GROUP 2	0.000

DISTURBANCE OF FISSION CROSS SECTION			
GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

DISTURBANCE OF ABSORPTION CROSS SECTION			
GROUP 1	0.000000	0.000000	0.000000
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

FEEDBACK CONSTANT

DOPPLER			
GROUP 1	1.000000	1.000000	0.000000
GROUP 2	0.000000	0.000000	0.000000

RAMP CONTROL ROD DRIVE

TOTAL DISTURBANCE OF ABSORPTIONCROSS SECTION

1	0.00000E-40	0.00000E-40	0.00000E-40
---	-------------	-------------	-------------

TOTAL DISTURBANCE OF ABSORPTIONCROSS SECTION

2	-0.40000E-02	0.00000E-40	0.00000E-40
---	--------------	-------------	-------------

SATURATION TIME OF CONTROL ROD

	0.10000E-01	0.10000E+01	0.10000E+01
--	-------------	-------------	-------------

R E S U L T O F C O M P U T A T I O N

ITERATION NO. 1, TIME STEP 0.00020SEC

INITIAL TIME 0.00000SEC

TIME COEFFICIENT

TOTAL POWER= 0.20034E+01

GROUP NO.1

0.10000E+01 0.75230E-07-0.17721E-06-0.39054E-08

GROUP NO.2

0.10000E+01 0.00000E-40 0.00000E-40 0.00000E-40

DELAYED NEUTRON

0.10000E+01

SPACE TIME FLUX

GROUP NO. 1 2

0.00CM 6.8189E+00 2.6887E+00
 10.00CM 6.6261E+00 2.6274E+00
 20.00CM 6.0451E+00 2.4606E+00
 30.00CM 5.0492E+00 2.2577E+00
 40.00CM 3.5065E+00 2.2210E+00
 50.00CM 1.8495E+00 2.0108E+00
 60.00CM 7.9229E-01 1.1427E+00
 70.00CM 1.3105E-06 1.4551E-06

TERMINAL TIME 0.00200SEC

TIME COEFFICIENT

TOTAL POWER= 0.20034E+01

GROUP NO.1

0.10000E+01-0.68402E-07-0.23795E-06 0.66559E-08

GROUP NO.2

0.10000E+01-0.36409E-06 0.93140E-07-0.12539E-07

DELAYED NEUTRON

0.10000E+01

SPACE TIME FLUX

GROUP NO. 1 2

0.00CM 6.8189E+00 2.6887E+00
 10.00CM 6.6261E+00 2.6274E+00
 20.00CM 6.0451E+00 2.4606E+00
 30.00CM 5.0492E+00 2.2577E+00
 40.00CM 3.5065E+00 2.2210E+00
 50.00CM 1.8495E+00 2.0108E+00
 60.00CM 7.9229E-01 1.1427E+00
 70.00CM 1.3105E-06 1.4551E-06
 RECIPROCAL PERIOD 0.00000E-40

R E S U L T O F C O M P U T A T I O N

ITERATION NO. 2, TIME STEP 0.00020SEC

INITIAL TIME 0.00200SEC

TIME COEFFICIENT

TOTAL POWER= 0.20034E+01

GROUP NO.1

0.10000E+01-0.68402E-07-0.23795E+06 0.66559E-08

GROUP NO.2

0.10000E+01-0.36409E-06 0.93140E-07-0.12539E-07

DELAYED NEUTRON

0.10000E+01

SPACE TIME FLUX

GROUP NO. 1 2

0.00CM	6.8189E+00	2.6887E+00
10.00CM	6.6261E+00	2.6274E+00
20.00CM	6.0451E+00	2.4606E+00
30.00CM	5.0492E+00	2.2577E+00
40.00CM	3.5065E+00	2.2210E+00
50.00CM	1.8495E+00	2.0108E+00
60.00CM	7.9229E-01	1.1427E+00
70.00CM	1.3105E-06	1.4551E-06

TERMINAL TIME 0.00400SEC

TIME COEFFICIENT

TOTAL POWER= 0.22109E+01

GROUP NO.1

0.11066E+01 0.53314E+00 0.29097E+00 0.26978E-01

GROUP NO.2

0.10980E+01 0.89852E+00 0.14099E+00 0.14237E+00

DELAYED NEUTRON

0.10000E+01

SPACE TIME FLUX

GROUP NO. 1 2

0.00CM	7.6473E+00	3.0935E+00
10.00CM	7.3972E+00	2.9763E+00
20.00CM	6.6786E+00	2.6982E+00
30.00CM	5.5257E+00	2.4160E+00
40.00CM	3.8183E+00	2.3552E+00
50.00CM	2.0116E+00	2.1164E+00
60.00CM	8.6511E-01	1.1859E+00
70.00CM	1.4076E-06	1.4859E-06
RECIPROCAL PERIOD		0.49248E+03

付録E SPEX-2コード(2次元空間依存線形出力脱走解析コード)

(1)計算対象

第C-2図に示した有限円筒形原子炉の(r,z)方向の空間依存性を考慮した3群までの非定常少数群拡散方程式の数値解析を行なう。炉常数に内部フィードバックを考慮しない線形問題のみを対象とする。また第1群から第T群までの中性子速度を無限大とし $1/v = 0$ とすることにより計算時間の短縮をはかる。

(2)計算方法

非定常少数群拡散方程式

$$\nabla \cdot D_g(r, z) \nabla \phi_g(r, z, t) - \Sigma_g^T(r, z) \phi_g(r, z, t) + \chi^P (1 - \beta) \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f \phi_{g'}(r, z, t) + \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{g,i}^d C_i(r, z, t) + \sum_{g' < g} \Sigma_{g \rightarrow g'}^S(r, z) \phi_{g'}(r, z, t) = \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g(r, z, t), \quad (E-1)$$

($g = 1, \dots, G$)

$$\beta_i \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_{g'}^f(r, z) \phi_{g'}(r, z, t) - \lambda_i C_i(r, z, t) = \frac{\partial}{\partial t} C_i(r, z, t), \quad (E-2)$$

($i = 1, \dots, d$)

において、中性子束 $\phi_g(r, z, t)$ 、遅発中性子先行核濃度 $C_i(r, z, t)$ を次のように変形ヘルムホルツモードに展開する

$$\phi_g(r, z, t) = \phi_g^o(r, z) \varphi_g^o(t) + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(Mr, Mz)} W_{mn}(r, z) \varphi_{gmn}(t) \quad (E-3)$$

$$C_i(r, z, t) = C_i^o(r, z) C_i^o(t) + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(Mr, Mz)} W_{mn}(r, z) C_{imn}(t) \quad (E-4)$$

ただし展開モードは、r, z 方向にそれぞれ M_r, M_z 個を用いている。また $W_{mn}(r, z)$ は、第C-2図の有限円筒形に対するヘルムホルツ方程式、境界条件、正規化条件を満たす次の関数である

$$W_{mn}(r, z) = A_m J_0(\mu_m r/R) \sin \frac{n+1}{H} \pi z \quad (E-5)$$

$$\text{ただし } A_m = \sqrt{\frac{2}{\pi H}} / \{ R J_1(\mu_m) \},$$

$\mu_m (m = 0, 1, 2, \dots)$: 第零次ベッセル関数の第 m 次零点

$\phi_g^0(r, z)$ は定常時の中性子束分布で 次式のように r, z 方向にそれぞれ M_{dr}, M_{dz} モードのヘルムホルツ固有関数に展開される,

$$\phi_g^0(r, z) = \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(M_{dr}, M_{dz})} g_{mn}^0 W_{mn}(r, z) \quad (E-6)$$

ただし、展開係数 g_{mn}^0 の値は 付録 C の 2次元入モード計算コード E I H E L-2 より求めることができる。また、定常時の遅発中性子先行核濃度分布 $C_i^0(r, z)$ も (E-6) 式を用いて次のように表わせる

$$\begin{aligned} C_i^0(r, z) &= \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{g=1}^G \nu \Sigma_g^f \phi_g^0(r, z) \\ &= \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{g=1}^G \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(M_{dr}, M_{dz})} g_{mn}^{0g} \nu \Sigma_g^f(r, z) W_{mn}(r, z) \end{aligned} \quad (E-7)$$

(E-3), (E-4), (E-6), (E-7) 式を (E-1), (E-2) 式に代入し、両辺に $W_{m'n'}(r, z)$ をかけて原子炉全体で積分することにより次の連立微分方程式を得る

即発中性子について, $(m', n') = (0, 0)$ に対し

$$\begin{aligned} A_{0000}^0 \varphi_g^0 &+ \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} a_{mn00}^0 \varphi_{gmn} + \chi_g^p (1-\beta) \sum_{g'=1}^G \left\{ F_{0000}^{g'} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} f_{mn00}^{g'} \varphi_{g'mn} \right\} \\ &+ \sum_{g' < g} \left\{ S_{0000}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} f_{mn00}^{g'} \varphi_{g'mn} \right\} \\ &+ \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{g,i}^d D_{00}^i C_i^0 = \frac{\varphi_{000}^g}{\nu^2} \frac{d \varphi_g^0}{dt} \quad (g = 1, \dots, G) \end{aligned} \quad (E-8)$$

同じく $(m', n') \neq (0, 0)$ に対し

$$A_{00mn'}^0 \varphi_g^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} a_{mnm'n'}^0 \varphi_{gmn} + \chi_g^p (1-\beta) \sum_{g'=1}^G \left\{ F_{00mn'}^{g'} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} f_{mnm'n'}^{g'} \varphi_{g'mn} \right\}$$

$$+ \sum_{g' < g} \left[S_{00m'n'}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)} \Delta_{mnm'n'}^{g' \rightarrow g} \varphi_{g'mn} \right]$$

$$+ \sum_{i=1}^d \lambda_i \chi_{g,i}^d \left[D_{m'n'}^i C_i^0 + C_{im'n'} \right] = \frac{\varphi_{m'n'}^g}{v_g} \frac{d\varphi_g^0}{dt} + \frac{1}{v_g} \frac{d\varphi_{g'm'n'}}{dt}, \quad (E-9)$$

$$(g = 1, \dots, G)$$

$$(m', n') = (1, 0), (0, 1), \dots, (M_r, M_z)$$

遅発中性子について $(m', n') = (0, 0)$ に対し

$$\begin{aligned} \beta_i \sum_{g=1}^G \left[F_{0000}^{g'} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)}^{(M_r, M_z)} f_{m000}^{g'} \varphi_{g'mn} \right] - \lambda_i D_{00}^i C_i^0 \\ = D_{00}^i \frac{dC_i^0}{dt}, \quad (i = 1, 2, \dots, d), \end{aligned} \quad (E-10)$$

同じく $(m', n') \neq (0, 0)$ に対し

$$\begin{aligned} \beta_i \sum_{g=1}^G \left[F_{00m'n'}^{g'} \varphi_{g'}^0 + \sum_{(m,n) \neq (0,0)} f_{mnm'n'}^{g'} \varphi_{g'mn} \right] - \lambda_i \left[D_{m'n'}^i C_i^0 + C_{im'n'} \right] \\ = D_{m'n'}^i \frac{dC_i^0}{dt} + \frac{dC_{im'n'}}{dt}, \quad (i = 1, 2, \dots, d), \quad (m', n') = (1, 0), (0, 1), \dots, (M_r, M_z) \end{aligned} \quad (E-11)$$

ただし、係数 $a_{mnm'n'}^g$, $\Delta_{mnm'n'}^{g' \rightarrow g}$, $f_{mnm'n'}^g$ の定義は、付録 C における同じ係数 $a_{m'n'm}^g$, $\Delta_{m'n'm}^{g' \rightarrow g}$, $f_{m'n'm}^g$ にそれぞれ正規化係数 $A_m A_{m'}$ をかけることにより求められる。しかし、係数 $A_{00m'n'}^g$, $F_{00m'n'}^g$, $S_{00m'n'}^{g' \rightarrow g}$ および $D_{m'n'}^i$ は上述の $a_{mnm'n'}^g$ 等を用いて次のように求められる。

$$A_{00m'n'}^g = \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(M_r, M_z)} g_{mn}^g a_{mnm'n'}^g \quad (E-12)$$

$$F_{00m'n'}^g = \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(M_r, M_z)} g_{mn}^g f_{mnm'n'}^g \quad (E-13)$$

$$S_{00m'n'}^{g' \rightarrow g} = \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(M_r, M_z)} g_{mn}^{g'} \Delta_{mnm'n'}^{g' \rightarrow g} \quad (E-14)$$

$$D_{m'n'}^i = \iint C_i^0(r, z) W_{m'n'}(r, z) 2\pi r dr dz$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{g'=1}^G \sum_{(m,n)=(0,0)}^{(Mdr, Mdz)} q_{mn}^{g'} f_{mn m'n'}^{g'} \\
&= \frac{\beta_i}{\lambda_i} \sum_{g'=1}^G F_{00 m'n'}^{g'} \quad (E-15)
\end{aligned}$$

以上の (E-8), (E-9), (E-10), (E-11) 式の左辺を以下のように中性子の損失, 生成に分けて行列表示する

(i) 漏洩および吸収による損失項 = $\mathbb{L} \cdot \mathbb{X}$

$$\mathbb{X} = \text{col} [\varphi_1^0, \dots, \varphi_{1mn}, \dots; \varphi_2^0, \dots, \varphi_{2mn}, \dots; \dots; \varphi_G^0, \dots, \varphi_{Gmn}, \dots] \quad (E-16)$$

$$\mathbb{L} = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline L_{11}^1 & L_{1g}^1 \\ \hline L_{p1}^1 & L_{pg}^1 \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \end{array} \\ \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & \begin{array}{|c|c|} \hline L_{11}^2 & L_{1g}^2 \\ L_{p1}^2 & L_{pg}^2 \\ \hline \end{array} & 0 \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \end{array} \\ \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \begin{array}{|c|c|} \hline L_{11}^G & L_{1g}^G \\ L_{p1}^G & L_{pg}^G \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|c|} \hline 0 & 0 \\ \hline \end{array} \\ \hline \end{array} \end{array}
\end{array}$$

たゞし

$$\begin{aligned}
L_{11}^g &= \frac{A_{0000}^g}{q_{00}^g} \\
L_{1g}^g &= \frac{a_{mn00}^g}{q_{00}^g} \\
L_{p1}^g &= A_{100m'n'}^g - \frac{q_{m'n'}^g}{q_{00}^g} A_{0000}^g \\
L_{pg}^g &= a_{mn m'n'}^g - \frac{q_{m'n'}^g}{q_{00}^g} a_{mn00}^g \quad (E-17)
\end{aligned}$$

ii) 核分裂による生成項 = $\mathbb{F} \cdot \mathbb{X}$

$$\mathbb{F} = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline F_{11}^{g' \rightarrow g} & F_{1g}^{g' \rightarrow g} \\ \hline F_{p1}^{g' \rightarrow g} & F_{pg}^{g' \rightarrow g} \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \end{array} \\ \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \begin{array}{|c|c|} \hline F_{11}^{g' \rightarrow g} & F_{1g}^{g' \rightarrow g} \\ \hline F_{p1}^{g' \rightarrow g} & F_{pg}^{g' \rightarrow g} \\ \hline \end{array} & \square \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \end{array} \\ \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \end{array} \quad \begin{array}{c} \downarrow m'n' \\ \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \end{array}
\end{array}$$

たゞし

$$\begin{aligned}
F_{11}^{g' \rightarrow g} &= \chi_g^p (1-\beta) \frac{F_{0000}^{g'}}{q_{00}^g}, \\
F_{1g}^{g' \rightarrow g} &= \chi_g^p (1-\beta) \frac{f_{mn00}^{g'}}{q_{00}^g}, \\
F_{p1}^{g' \rightarrow g} &= \chi_g^p (1-\beta) \left(F_{00 m'n'}^{g'} - \frac{q_{mn}^{g'}}{q_{00}^g} F_{0000}^{g'} \right), \\
F_{pg}^{g' \rightarrow g} &= \chi_g^p (1-\beta) \left(f_{mn m'n'}^{g'} - \frac{q_{mn}^{g'}}{q_{00}^g} f_{mn00}^{g'} \right) \quad (E-18)
\end{aligned}$$

(iii) 減速による再生起項 = $S \times$

$$S = \begin{array}{c|ccc} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} \\ \hline \downarrow m'n' & 0 & 0 & 0 \\ \hline \downarrow g & \begin{array}{cc} S_{11}^{1 \rightarrow 2} & S_{12}^{1 \rightarrow 2} \\ S_{p1}^{1 \rightarrow 2} & S_{pg}^{1 \rightarrow 2} \end{array} & 0 & 0 \\ \hline \downarrow m'n' & \begin{array}{cc} \boxed{\phantom{S_{11}^{g \rightarrow g}}} & \boxed{\phantom{S_{12}^{g \rightarrow g}}} \\ \boxed{\phantom{S_{p1}^{g \rightarrow g}}} & \boxed{\phantom{S_{pg}^{g \rightarrow g}}} \end{array} & 0 & 0 \\ \hline \downarrow m'n' & \begin{array}{cc} \boxed{\phantom{S_{11}^{g \rightarrow g}}} & \boxed{\phantom{S_{12}^{g \rightarrow g}}} \\ \boxed{\phantom{S_{p1}^{g \rightarrow g}}} & \boxed{\phantom{S_{pg}^{g \rightarrow g}}} \end{array} & 0 & 0 \end{array}$$

たゞし、

$$\begin{aligned} S_{11}^{g \rightarrow g} &= \frac{S_{0000}^{g \rightarrow g}}{f_{00}^g} \\ S_{12}^{g \rightarrow g} &= \frac{\Delta_{mn00}^{g \rightarrow g}}{f_{00}^g} \\ S_{p1}^{g \rightarrow g} &= S_{00m'n'}^{g \rightarrow g} - \frac{f_{0m'n'}^g}{f_{00}^g} S_{0000}^{g \rightarrow g} \\ S_{pg}^{g \rightarrow g} &= \Delta_{mn m'n'}^{g \rightarrow g} - \frac{f_{0m'n'}^g}{f_{00}^g} \Delta_{mn00}^{g \rightarrow g} \end{aligned} \quad (E-19)$$

(iv) 遅発中性子先行核による中性子生成項 = $P \gamma$

$$\gamma = \text{col} \{ C_1^0, \dots, C_{1mn}^0, \dots; C_2^0, \dots, C_{2mn}^0, \dots; \dots; C_d^0, \dots, C_{dmn}^0, \dots \} \quad (E-20)$$

$$P = \begin{array}{c|ccc} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} \\ \hline \downarrow m'n' & \begin{array}{cc} P_{11}^{i \rightarrow g} & \dots 0 \dots \\ P_{p1}^{i \rightarrow g} & 0 \dots \end{array} & \begin{array}{c} \vdots \\ 0 \end{array} & \vdots \\ \hline \downarrow g & \dots & \begin{array}{cc} P_{11}^{i \rightarrow g} & \dots 0 \dots \\ P_{p1}^{i \rightarrow g} & 0 \dots \end{array} & \dots \\ \hline \downarrow m'n' & \dots & \dots & \dots \end{array}$$

たゞし、

$$\begin{aligned} P_{11}^{i \rightarrow g} &= \lambda_i \chi_{g,i}^d \frac{D_{00}^i}{f_{00}^i} \\ P_{p1}^{i \rightarrow g} &= \lambda_i \chi_{g,i}^d \left(D_{mn}^i - \frac{f_{0m'n'}^i}{f_{00}^i} D_{00}^i \right) \\ P_{pg}^{i \rightarrow g} &= \lambda_i \chi_{g,i}^d \\ \text{その他 } P_{pg}^{i \rightarrow g} &= 0 \end{aligned} \quad (E-21)$$

(v) 核分裂による遅発中性子先行核の生成項 = $Q \times$

$$Q = \begin{array}{c|ccc} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} & \xrightarrow{mn} \\ \hline \downarrow m'n' & \boxed{\phantom{Q_{11}^{g \rightarrow i}}} & \boxed{\phantom{Q_{12}^{g \rightarrow i}}} & \boxed{\phantom{Q_{13}^{g \rightarrow i}}} \\ \hline \downarrow i & \begin{array}{cc} Q_{11}^{g \rightarrow i} & Q_{12}^{g \rightarrow i} \\ Q_{p1}^{g \rightarrow i} & Q_{pg}^{g \rightarrow i} \end{array} & \dots & \dots \\ \hline \downarrow m'n' & \dots & \dots & \dots \end{array}$$

たゞし、

$$\begin{aligned} Q_{11}^{g \rightarrow i} &= \beta_i \frac{F_{0000}^{g \rightarrow i}}{D_{00}^i}, \quad Q_{12}^{g \rightarrow i} = \beta_i \frac{f_{mn00}^{g \rightarrow i}}{D_{00}^i} \\ Q_{p1}^{g \rightarrow i} &= \beta_i \left(F_{00m'n'}^{g \rightarrow i} - \frac{D_{0m'n'}^i}{D_{00}^i} F_{0000}^{g \rightarrow i} \right) \\ Q_{pg}^{g \rightarrow i} &= \beta_i \left(f_{mn m'n'}^{g \rightarrow i} - \frac{D_{0m'n'}^i}{D_{00}^i} f_{mn00}^{g \rightarrow i} \right) \end{aligned} \quad (E-22)$$

(vi) 遅発中性子先行核の崩壊項 $= D \gamma$

$$D = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \xrightarrow{mn} \quad \xrightarrow{mn} \quad \xrightarrow{mn} \\ \begin{array}{cccc} -\lambda_1 & 0 & 0 & \vdots & 0 \\ 0 & \ddots & -\lambda_1 & & \\ \vdots & & & \ddots & \\ 0 & 0 & 0 & -\lambda_2 & 0 \\ \vdots & & & & \ddots & \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & -\lambda_d & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\lambda_d \end{array} \end{array} \end{array} \quad (E-23)$$

以上 (i) ~ (vi) をまとめて (E-8) ~ (E-11) 式は次のように表わされる

$$\begin{array}{l} \begin{array}{l} \text{1~T群} \quad \text{T+1~G群} \quad \text{遅発 1~d組} \\ \text{即発 1~T群} \\ \text{T+1~G群} \\ \text{遅発 1~d組} \end{array} \left\{ \begin{array}{cc} & \\ \begin{array}{c} \text{---} A + F + S \text{---} \\ \text{斜線部} \end{array} & \begin{array}{c} \text{---} P \text{---} \\ \text{斜線部} \end{array} \\ \begin{array}{c} \text{---} Q \text{---} \\ \text{斜線部} \end{array} & \begin{array}{c} \text{---} D \text{---} \\ \text{斜線部} \end{array} \end{array} \right\} \begin{array}{c} (\varphi_1) \\ \vdots \\ (\varphi_T) \\ (\varphi_{T+1}) \\ \vdots \\ (\varphi_G) \\ (C_1) \\ \vdots \\ (C_d) \end{array} = \frac{d}{dt} \begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \frac{1}{\lambda_{T+1}} (\varphi_{T+1}) \\ \vdots \\ \frac{1}{\lambda_G} (\varphi_G) \\ (C_1) \\ \vdots \\ (C_d) \end{array} \quad (E-24)$$

(E-24) 式左辺の行列の斜線部に対応する中性子群速度 v_g ($g = T+1, \dots, G$) をかけて (E-24) 式を新たに次のように表わす

$$\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \chi \\ \eta \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta \end{bmatrix} \quad (E-25)$$

ただし $\chi = \text{col.} [\varphi_1^0, \dots, \varphi_{1,mn}, \dots, \varphi_T^0, \dots, \varphi_{T,mn}, \dots]$

$\eta = \text{col.} [\varphi_{T+1}^0, \dots, \varphi_{T+1,mn}, \dots, \varphi_G^0, \dots, \varphi_{G,mn}, \dots, C_1^0, \dots, C_{1,mn}, \dots, C_d^0, \dots, C_{d,mn}, \dots]$

また 行列 α は (E-24) 式左辺の行方向 1 ~ T 群、列方向 1 ~ T 群の行列、 β は行方向 1 ~ T 群、列方向 T+1 ~ G 群および遅発 1 ~ d 組の行列、 γ は行方向 T+1 ~ G 群および遅発 1 ~ d 組、列方向 1 ~ T 群の行列、 δ は行、列方向共に T+1 ~ G 群および遅発 1 ~ d 組の行列である。

(E-25) 式は 次のような二式に変形される

$$[\delta - \gamma \alpha^{-1} \beta] \eta = \frac{d}{dt} \eta \quad (E-26)$$

$$X = [-\alpha \beta] \eta \quad (E-27)$$

この SPEX-2 コードでは 炉常数等の入力データより係数 $a_{mn}^{(i)}$, $f_{mn}^{(i)}$, $\lambda_{mn}^{(i)}$, $A_{oomn}^{(i)}$, $F_{oomn}^{(i)}$, $S_{oomn}^{(i)}$, $D_{mn}^{(i)}$ を計算し (i) ~ (vi) により行列 A, F, S, P, Q, D を定め, さうに行列 α , β , γ , δ を定めて最終的には (E-26), (E-27) 式で表わされる動特性方程式の左辺の行列を求める。そして (E-26) 式をルンゲ=クッタ=マーソン法により自動的に計算時間ステップ中 (HE) を、解の相対誤差があるところから許容値 (ER) 以下になるように調整しながら、数値的に積分する。このようにして得られた η の値を, (E-27) 式に代入することにより X も求まり、したがって各時点の時間係数のベクトル $\text{col.} (\varphi_0^i, \dots, \varphi_{mn}^i, \dots, \varphi_{gm}^i, \dots, C_0^i, \dots, C_{mn}^i, \dots, C_d^i, \dots, C_{dm}^i, \dots)$ の値が求められるので、これらの値より、指定された (r, z) 空間のメッシュ点について (E-3), (E-4) 式により中性子束, 先行核濃度の空間的, 時間的変動が計算される。

(3) 入力データ形式

以下の順序に入力カードを準備する

1 MXL, MXI, NR, NZ, MDR, MDZ, MP, NP, NPR, NPZ, NEGL, NSTEP
FORMAT (1415)

MXL : 中性子エネルギー群数 (1-3)

MXI : 遅発中性子組数 (1-3)

NR : r 方向領域数 (1-4)

NZ : z 方向領域数 (1-4)

MDR : 非定常中性子束の r 方向展開モード数

MDZ : 同じく z 方向展開モード数。

ただし, $(MXL + MXI) \times MDR \times MDZ \leq 50$ となるように MDR, MDZ を決める

MP : 定常中性子束の r 方向展開モード数 (≤ 8)

NP : 同じく z 方向展開モード数 (≤ 8)

NPR : r 方向の出力点の数 (出力点の位置は r 方向の全長 R を NPR 個に等分割する)

NPZ : z 方向の出力点の数 (出力点位置は z 方向の全長 H を NPZ 個に等分割)

NEGL : $1/v = 0$ とする第1 ~ T 群までの群数 ($NEGL < MXL$)

NSTEP : 時間方向に連立微分方程式を積分するステップ総数.

2. (BR(I), I = 1, NR+1) FORMAT(6E12.0)
r 方向の第 I - 1 領域と第 I 領域の境界の位置
3. (BZ(K), K = 1, NZ + 1) FORMAT(6E12.0)
z 方向の第 K - 1 領域と第 K 領域の境界の位置.
4. (((DIFCON(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
r, z 方向それぞれ第 I, K 領域の第 L 群拡散係数
5. (((SGMA(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
同じく吸収断面積
6. (((SGMF(I, K, L), I = 1, NR), K = 1, NZ), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
同じく核分裂断面積と1核分裂当りの中性子生成数の積
7. (GKAI(L), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
即発中性子の第 L 群スペクトル
8. (VEL(L), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
第 L 群中性子速度
9. ((SGMS(I, K, LN), I = 1, NR), K = 1, NZ) FORMAT(6E12.0)

$\begin{array}{c c} & L \\ \hline N & \end{array}$	1	2	...	MXL
1				
2				
...				
MXL				

r, z 方向それぞれ第 I, K 領域の第 L 群から第 N 群への散乱断面積

L, N の順序は 左図の矢印の順に用意する

10. (((Q(M, N, L), N = 1, NP), M = 1, MP), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
第 L 群中性子束のヘルムホルツモード成分 q_{mn}
11. (BET(I), I = 1, MXI) FORMAT(6E12.0)
第 I 組遅発中性子割合
12. (RAMDA(I), I = 1, MXI) FORMAT(6E12.0)
第 I 組遅発中性子先行核の崩壊常数 λ_i
13. ((EKAI(I, L), I = 1, MXI), L = 1, MXL) FORMAT(6E12.0)
第 I 組遅発中性子の第 L 群スペクトル
14. HE, ER FORMAT(6E12.0)

HE : 連立微分方程式の時間ステップ中の初期推定値

ER : 連立微分方程式求解の許容相対誤差限界.

(4)出力例

第3章5に述べた数値計算例の $(N_1, N_2) = (2, 2)$ の場合の出力データの一部分を以下に示す。

MXL	MXI	NR	NZ	MDR	MDZ	MP	NP	NPR	NPZ	NEGL	NSTEP
2	1	3	3	2	2	6	8	20	20	1	100
INITIAL TIME STEP ESTIMATE				5.00000E-04							
RELATIVE ERROR CRITERION				5.00000E-03							
(BR(I),I=1,NR+1)											
0.00000E-01 2.14430E+01 4.28850E+01 1.22800E+02											
(BZ(K),K=1,NZ+1)											
0.00000E-01 7.99100E+01 1.65680E+02 2.45590E+02											
ENERGY GROUP, 1											
DIFFUSION COEFFICIENT											
1.14602E+00 1.19719E+00 1.14602E+00											
1.14602E+00 1.19719E+00 1.14602E+00											
1.14602E+00 1.14602E+00 1.14602E+00											
ABSORPTION CROSS SECTION											
0.00000E-01 4.02100E-04 0.00000E-01											
0.00000E-01 4.02100E-04 0.00000E-01											
0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01											
FISSION CROSS SECTION											
0.00000E-01 2.99614E-04 0.00000E-01											
0.00000E-01 2.99614E-04 0.00000E-01											
0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01											
PROMPT NEUTRON SPECTRUM 1.00000E+00											
SCATTERING CROSS SECTION											
0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01											
0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01											
0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01											
4.41378E-03 2.39088E-03 4.41378E-03											
4.41378E-03 2.39088E-03 4.41378E-03											
4.41378E-03 4.41378E-03 4.41378E-03											

ENERGY GROUP 2

DIFFUSION COEFFICIENT

9.45570E-01 9.27440E-01 9.45570E-01

9.45570E-01 9.27440E-01 9.45570E-01

9.45570E-01 9.45570E-01 9.45570E-01

ABSORPTION CROSS SECTION

3.24610E-04 7.39300E-03 3.24610E-04

3.24610E-04 7.39300E-03 3.24610E-04

3.24610E-04 3.24610E-04 3.24610E-04

FISSION CROSS SECTION

0.00000E-01 1.45000E-02 0.00000E-01

0.00000E-01 1.38090E-02 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

PROMPT NEUTRON SPECTRUM 0.00000E-01

SCATTERING CROSS SECTION

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01

MODAL COMPONENTS OF CRITICAL FLUX SHAPE

5.43331E+02-3.98332E+02 1.23777E+02 1.98390E+01-4.16002E+01 1.45028E-02 3.06322E+00-2.36482E+00 8.27911E-01 4.38838E-02
-2.21214E-01 9.25175E-02-2.58736E+02 2.09479E+02-6.83454E+01-1.23499E+01 2.51900E+01-8.67136E+00-2.96456E+00 2.46274E+00
-9.24762E-01-5.62791E-02 2.73486E-01-1.15466E-01 4.56327E+01-3.74529E+01 1.20804E+01 3.74759E+00-5.88262E+00 1.65740E+00
1.36359E+00-1.20310E+00 4.79629E-01 3.90881E-02-1.63180E-01 6.78625E-02 3.18579E+01-2.89365E+01 1.20438E+01 9.41649E-01
-4.43261E+00 2.11981E+00-1.25113E-01 1.09131E-01-3.66735E-02-1.47191E-02 2.14645E-02-4.18497E-03 7.62136E+02 1.59535E+01
-6.49612E+01-4.15689E+00 2.56168E+01-1.19490E+01 4.98721E+00-1.08835E+00-4.74024E-02 1.87231E-02 6.16004E-02-4.02358E-02
-1.77926E+01-6.87360E+01 4.25435E+01 2.98763E+00-1.61268E+01 7.50924E+00-1.07604E+00 1.57228E-01 1.77821E-01-1.95850E-02
-2.43568E-02 5.34796E-02-2.65681E+01 2.65234E+01-1.15454E+01-1.05756E+00 4.38359E+00-1.97770E+00-1.49580E-01 2.51371E-01
-1.66499E-01 9.91053E-03 5.89009E-02-3.63714E-02-1.26781E+01 1.28419E+01-6.09123E+00-3.42071E-01 2.44738E+00-1.27920E+00
9.63725E-02-9.52513E-02 4.68582E-02-2.04289E-03-1.42590E-02 8.57764E-03

BETA 7.50000E-03

BETA(I)

7.50000E-03

RAMDA(I)

8.00000E-02

DELAYED NEUTRON SPECTRUM

L= 1 1.00000E+00

L= 2 0.00000E-01

TIME 0.00000E+00 SEC

GROUP 1 FLUX

Z/R	0.00	6.46	12.93	19.59	25.85	32.32	38.78	45.24	51.71	58.17
0.00	6.0485E-08	6.0211E-08	5.9070E-08	5.6276E-08	5.1032E-08	4.3047E-08	3.2898E-08	2.2000E-08	1.2182E-08	5.0020E-09
12.93	4.9708E-02	4.9197E-02	4.7599E-02	4.4723E-02	4.0314E-02	3.4224E-02	2.6659E-02	1.8368E-02	1.0572E-02	4.5641E-03
25.85	4.2711E-02	4.0561E-02	3.5556E-02	2.9785E-02	2.5404E-02	2.2810E-02	2.0730E-02	1.7481E-02	1.2490E-02	6.8561E-03
38.78	1.7598E-02	1.3149E-02	2.6674E-03	-7.2012E-03	-1.0479E-02	-5.6744E-03	3.6209E-03	1.1569E-02	1.4118E-02	1.1343E-02
51.70	9.0373E-02	8.3932E-02	6.8137E-02	5.1207E-02	4.0659E-02	3.8684E-02	4.1454E-02	4.2548E-02	3.7767E-02	2.7823E-02
64.63	3.3965E-01	3.3273E-01	3.1365E-01	2.8625E-01	2.5417E-01	2.1906E-01	1.8088E-01	1.3997E-01	9.8964E-02	6.2795E-02
77.55	7.2067E-01	7.1473E-01	6.9470E-01	6.5533E-01	5.9197E-01	5.0447E-01	3.9949E-01	2.8967E-01	1.8995E-01	1.1243E-01
90.48	1.0991E+00	1.0945E+00	1.0747E+00	1.0250E+00	9.3201E-01	7.9343E-01	6.2226E-01	4.4336E-01	2.8409E-01	1.6411E-01
103.41	1.3606E+00	1.3570E+00	1.3373E+00	1.2810E+00	1.1688E+00	9.9679E-01	7.8159E-01	5.5580E-01	3.5503E-01	2.0437E-01
116.33	1.4763E+00	1.4730E+00	1.4532E+00	1.3941E+00	1.2742E+00	1.0886E+00	8.5521E-01	6.0942E-01	3.9023E-01	2.2522E-01
129.26	1.4677E+00	1.4644E+00	1.4447E+00	1.3859E+00	1.2668E+00	1.0824E+00	8.5058E-01	6.0636E-01	3.8846E-01	2.2431E-01
142.18	1.3394E+00	1.3357E+00	1.3162E+00	1.2607E+00	1.1505E+00	9.8156E-01	7.7021E-01	5.4825E-01	3.5064E-01	2.0209E-01
155.11	1.0754E+00	1.0709E+00	1.0513E+00	1.0026E+00	9.1185E-01	7.7670E-01	6.0972E-01	4.3497E-01	2.7912E-01	1.6144E-01
168.04	7.0348E-01	6.9760E-01	6.7785E-01	6.3932E-01	5.7760E-01	4.9253E-01	3.9046E-01	2.8351E-01	1.8615E-01	1.1026E-01
180.96	3.3147E-01	3.2463E-01	3.0578E-01	2.7887E-01	2.4759E-01	2.1355E-01	1.7660E-01	1.3689E-01	9.6896E-02	6.1471E-02
193.89	8.8273E-02	8.1881E-02	6.6219E-02	4.9474E-02	3.9124E-02	3.7338E-02	4.0286E-02	4.1553E-02	3.6952E-02	2.7191E-02
206.81	1.7329E-02	1.2899E-02	2.4633E-03	-7.3637E-03	-1.0632E-02	-5.8578E-03	3.3840E-03	1.1285E-02	1.3821E-02	1.1072E-02
219.74	4.2079E-02	4.0031E-02	3.4935E-02	2.9190E-02	2.4861E-02	2.2346E-02	2.0360E-02	1.7206E-02	1.2294E-02	6.7177E-03
232.66	4.8939E-02	4.8425E-02	4.6829E-02	4.3982E-02	3.9650E-02	3.3683E-02	2.6267E-02	1.8119E-02	1.0433E-02	4.4907E-03
245.59	1.9771E-06	1.9820E-06	1.9753E-06	1.9066E-06	1.7321E-06	1.4458E-06	1.0892E-06	7.3168E-07	4.3782E-07	2.3969E-07

Z/R	64.63	71.09	77.56	84.02	90.48	96.95	103.41	109.87	116.34	122.80
0.00	1.1410E-09	1.6957E-10	8.2703E-10	1.6715E-09	1.7541E-09	9.6046E-10	-1.4242E-10	-8.1845E-10	-6.9745E-10	7.1118E-13
12.93	1.1455E-03	2.2280E-04	8.4451E-04	1.7049E-03	1.8326E-03	1.0445E-03	-1.0786E-04	-8.4073E-04	-7.3158E-04	5.8161E-07
25.85	2.5633E-03	9.7458E-04	1.7979E-03	3.3216E-03	3.7025E-03	2.2943E-03	-1.5127E-06	-1.5781E-03	-1.4482E-03	4.7973E-07
38.78	6.6317E-03	3.6994E-03	3.8500E-03	5.4862E-03	5.9353E-03	3.8813E-03	3.9676E-04	-2.1243E-03	-2.0810E-03	1.3635E-07
51.70	1.7185E-02	1.0348E-02	8.5513E-03	9.3534E-03	9.0660E-03	5.8581E-03	1.0212E-03	-2.4434E-03	-2.5440E-03	9.2176E-07
64.63	3.6415E-02	2.1830E-02	1.6677E-02	1.5579E-02	1.3414E-02	8.2277E-03	1.7680E-03	-2.5847E-03	-2.8301E-03	3.7941E-06
77.55	6.2337E-02	3.6828E-02	2.7229E-02	2.3520E-02	1.8698E-02	1.0916E-02	2.5791E-03	-2.6614E-03	-3.0397E-03	8.2732E-06
90.48	8.9275E-02	5.2155E-02	3.7813E-02	3.1462E-02	2.4036E-02	1.3670E-02	3.4100E-03	-2.7705E-03	-3.2880E-03	1.2800E-05
103.41	1.1077E-01	6.4293E-02	4.5068E-02	3.7591E-02	2.8321E-02	1.6014E-02	4.1451E-03	-2.9204E-03	-3.5787E-03	1.5998E-05
116.33	1.2227E-01	7.0771E-02	5.0205E-02	4.0785E-02	3.0654E-02	1.7370E-02	4.5886E-03	-3.0355E-03	-3.7893E-03	1.7452E-05
129.26	1.2183E-01	7.0524E-02	5.0034E-02	4.0664E-02	3.0586E-02	1.7342E-02	4.5798E-03	-3.0402E-03	-3.7933E-03	1.7355E-05
142.18	1.0964E-01	6.3645E-02	4.5522E-02	3.7281E-02	2.8144E-02	1.5939E-02	4.1189E-03	-2.9365E-03	-3.5912E-03	1.5759E-05
155.11	8.7876E-02	5.1333E-02	3.7253E-02	3.1083E-02	2.3820E-02	1.3573E-02	3.3682E-03	-2.7991E-03	-3.3077E-03	1.2537E-05
168.04	6.1108E-02	3.6074E-02	2.6724E-02	2.3188E-02	1.8505E-02	1.0819E-02	2.5281E-03	-2.6964E-03	-3.0612E-03	8.0840E-06
180.96	3.5578E-02	2.1288E-02	1.6319E-02	1.5347E-02	1.3273E-02	8.1451E-03	1.7186E-03	-2.6160E-03	-2.8463E-03	3.7054E-06
193.89	1.6725E-02	1.0032E-02	8.3428E-03	9.2160E-03	8.9737E-03	5.7963E-03	9.8253E-04	-2.4644E-03	-2.5527E-03	8.9907E-07
206.81	6.4145E-03	3.5418E-03	3.7411E-03	5.4100E-03	5.8802E-03	3.8424E-03	3.7244E-04	-2.1365E-03	-2.0854E-03	1.3288E-07
219.74	2.4626E-03	8.9848E-04	1.7402E-03	3.2793E-03	3.6736E-03	2.2753E-03	-1.0830E-05	-1.5859E-03	-1.4521E-03	4.7251E-07
232.66	1.1013E-03	1.8888E-04	8.1654E-04	1.6849E-03	1.8210E-03	1.0383E-03	-1.1253E-04	-8.4531E-04	-7.3473E-04	5.7333E-07
245.59	1.3079E-07	8.0309E-08	5.5438E-08	3.6856E-08	2.0466E-08	9.3436E-09	4.8197E-09	3.9911E-09	2.8126E-09	2.2514E-11

TIME 0.00000E+00 SEC

GROUP 2 FLUX

Z/R	0.00	6.46	12.93	19.39	25.85	32.32	38.78	45.24	51.71	58.17
0.00	5.5789E-08	5.4673E-08	5.2000E-08	4.9357E-08	4.8235E-08	4.9090E-08	5.1081E-08	5.2596E-08	5.2185E-08	4.9295E-08
12.93	6.8035E-02	6.6997E-02	6.4416E-02	6.1556E-02	5.9613E-02	5.8989E-02	5.9072E-02	5.8651E-02	5.6643E-02	5.2661E-02
25.85	1.8035E-01	1.7884E-01	1.7461E-01	1.6841E-01	1.6103E-01	1.5291E-01	1.4405E-01	1.3415E-01	1.2297E-01	1.1061E-01
38.78	3.3131E-01	3.2962E-01	3.2411E-01	3.1388E-01	2.9827E-01	2.7757E-01	2.5315E-01	2.2706E-01	2.0120E-01	1.7673E-01
51.70	4.6763E-01	4.6505E-01	4.5686E-01	4.4208E-01	4.2009E-01	3.9136E-01	3.5762E-01	3.2141E-01	2.8510E-01	2.5023E-01
64.63	5.3836E-01	5.3349E-01	5.2004E-01	5.0074E-01	4.7841E-01	4.5450E-01	4.2862E-01	3.9929E-01	3.6535E-01	3.2696E-01
77.55	5.3892E-01	5.3071E-01	5.1016E-01	4.8698E-01	4.7033E-01	4.6328E-01	4.6113E-01	4.5457E-01	4.3531E-01	4.0054E-01
90.48	5.0636E-01	4.9484E-01	4.6753E-01	4.4152E-01	4.3277E-01	4.4601E-01	4.7186E-01	4.9250E-01	4.9188E-01	4.6378E-01
103.41	4.7683E-01	4.6500E-01	4.3305E-01	4.0537E-01	4.0279E-01	4.3125E-01	4.7798E-01	5.1900E-01	5.3257E-01	5.0991E-01
116.33	4.6744E-01	4.5258E-01	4.1855E-01	3.9020E-01	3.9058E-01	4.2621E-01	4.8275E-01	5.3337E-01	5.5367E-01	5.3363E-01
129.26	4.6574E-01	4.5094E-01	4.1707E-01	3.8885E-01	3.8928E-01	4.2483E-01	4.8124E-01	5.3176E-01	5.5207E-01	5.3218E-01
142.18	4.7334E-01	4.5969E-01	4.2814E-01	4.0087E-01	3.9850E-01	4.2690E-01	4.7344E-01	5.1436E-01	5.2810E-01	5.0592E-01
155.11	4.9688E-01	4.8556E-01	4.5877E-01	4.3337E-01	4.2509E-01	4.3862E-01	4.6464E-01	4.8556E-01	4.8548E-01	4.5820E-01
168.04	5.2672E-01	5.1869E-01	4.9864E-01	4.7613E-01	4.6020E-01	4.5385E-01	4.5239E-01	4.4661E-01	4.2826E-01	3.9451E-01
180.96	5.2611E-01	5.2138E-01	5.0831E-01	4.8961E-01	4.6805E-01	4.4501E-01	4.2008E-01	3.9176E-01	3.5884E-01	3.2145E-01
193.89	4.5775E-01	4.5525E-01	4.4733E-01	4.3300E-01	4.1161E-01	3.8360E-01	3.5070E-01	3.1534E-01	2.7986E-01	2.4579E-01
206.81	3.2462E-01	3.2298E-01	3.1764E-01	3.0769E-01	2.9246E-01	2.7222E-01	2.4832E-01	2.2278E-01	1.9746E-01	1.7351E-01
219.74	1.7640E-01	1.7492E-01	1.7079E-01	1.6475E-01	1.5758E-01	1.4970E-01	1.4110E-01	1.3148E-01	1.2060E-01	1.0854E-01
232.66	6.6193E-02	6.5172E-02	6.2640E-02	5.9853E-02	5.8002E-02	5.7479E-02	5.7674E-02	5.7374E-02	5.5498E-02	5.1654E-02
245.59	-4.1578E-08	-5.6474E-08	-8.8167E-08	-1.0625E-07	-8.2875E-08	-1.1115E-08	9.0071E-08	1.8659E-07	2.4799E-07	2.6211E-07

Z/R	64.63	71.09	77.56	84.02	90.48	96.95	103.41	109.87	116.34	122.80
0.00	4.4292E-08	3.8508E-08	3.2592E-08	2.7108E-08	2.2048E-08	1.7223E-08	1.2540E-08	8.0594E-09	3.8798E-09	7.5808E-10
12.93	4.7111E-02	4.0829E-02	3.4583E-02	2.8750E-02	2.3333E-02	1.8187E-02	1.3234E-02	8.5194E-03	4.1110E-03	9.0707E-07
25.85	9.7514E-02	8.4291E-02	7.1464E-02	5.9314E-02	4.7889E-02	3.7127E-02	2.6974E-02	1.7419E-02	8.4469E-03	2.3365E-06
38.78	1.5393E-01	1.3255E-01	1.1222E-01	9.2840E-02	7.4535E-02	5.7467E-02	4.1650E-02	2.6932E-02	1.3099E-02	4.2293E-06
51.70	2.1736E-01	1.8638E-01	1.5704E-01	1.2932E-01	1.0340E-01	7.9440E-02	5.7405E-02	3.7032E-02	1.7983E-02	5.9685E-06
64.63	2.8576E-01	2.4417E-01	2.0431E-01	1.6736E-01	1.3351E-01	1.0246E-01	7.3829E-02	4.7376E-02	2.2881E-02	6.9577E-06
77.55	3.5364E-01	3.0153E-01	2.5063E-01	2.0430E-01	1.6280E-01	1.2495E-01	8.9827E-02	5.7314E-02	2.7504E-02	7.1311E-06
90.48	4.1335E-01	3.5219E-01	2.9135E-01	2.3663E-01	1.8840E-01	1.4463E-01	1.0382E-01	6.5968E-02	3.1506E-02	6.9006E-06
103.41	4.5730E-01	3.8973E-01	3.2162E-01	2.6062E-01	2.0734E-01	1.5915E-01	1.1415E-01	7.2390E-02	3.4493E-02	6.6898E-06
116.33	4.7998E-01	4.0926E-01	3.3747E-01	2.7321E-01	2.1723E-01	1.6671E-01	1.1954E-01	7.5769E-02	3.6080E-02	6.6136E-06
129.26	4.7878E-01	4.0832E-01	3.3677E-01	2.7267E-01	2.1682E-01	1.6640E-01	1.1933E-01	7.5647E-02	3.6026E-02	6.5906E-06
142.18	4.5400E-01	3.8715E-01	3.1966E-01	2.5913E-01	2.0620E-01	1.5830E-01	1.1357E-01	7.2045E-02	3.4338E-02	6.6182E-06
155.11	4.0874E-01	3.4856E-01	2.8855E-01	2.3448E-01	1.8676E-01	1.4342E-01	1.0298E-01	6.5461E-02	3.1274E-02	6.7813E-06
168.04	3.4868E-01	2.9756E-01	2.4751E-01	2.0189E-01	1.6096E-01	1.2359E-01	8.8878E-02	5.6727E-02	2.7229E-02	6.9815E-06
180.96	2.8120E-01	2.4047E-01	2.0136E-01	1.6504E-01	1.3173E-01	1.0114E-01	7.2900E-02	4.6792E-02	2.2603E-02	6.8090E-06
193.89	2.1365E-01	1.8332E-01	1.5455E-01	1.2734E-01	1.0186E-01	7.8294E-02	5.6594E-02	3.6517E-02	1.7735E-02	5.8480E-06
206.81	1.5120E-01	1.3026E-01	1.1034E-01	9.1333E-02	7.3354E-02	5.6575E-02	4.1015E-02	2.6527E-02	1.2904E-02	4.1467E-06
219.74	9.5742E-02	8.2798E-02	7.0229E-02	5.8312E-02	4.7098E-02	3.6526E-02	2.6544E-02	1.7144E-02	8.3145E-03	2.2870E-06
232.66	4.6242E-02	4.0024E-02	3.3972E-02	2.8253E-02	2.2939E-02	1.7886E-02	1.3018E-02	8.3812E-03	4.0445E-03	8.8378E-07
245.59	2.3752E-07	1.9428E-07	1.5100E-07	1.1657E-07	9.0382E-08	6.8081E-08	4.7135E-08	2.8166E-08	1.2590E-08	8.8192E-14

付録F SPEC-FRコード(高速炉用空間依存炉心動
特性出力脱走解析コード)

この計算コードの計算対象および計算方法は 第4章2に詳しく述べているので省略する。

(1)使用上の制限条件

(i)使用言語 FORTRAN-IV

(ii)使用機器 FACOM 230-60

(iii)核的制約条件 10領域, 4群3遅発中性子, 7展開モードまで

(iv)熱 流体力学的制約条件 燃料棒r方向4メッシュ, 冷却チャンネル
z軸方向200メッシュまで

(2)入力データ形式

次の順序に従って, 入力データカードを準備する

1 NG, NDN, KRIGON, MDST, MODE, NPZ, N5, NPO, NPP FORMAT(10I5)

NG : 中性子エネルギー群数(1-4)

NDN : 遅発中性子組数(1-3)

KRIGON : 領域数(1-7)

MDST : 定常中性子束のヘルムホルツモード展開項数(1-20)

MODE : 非定常中性子束の展開モード数(2-7)

NPZ : チャンネルz軸方向メッシュ数(1-200)

N5 燃料棒r方向メッシュ数(1-5)

NPO : 時間方向に計算結果をラインプリンタに出力するメッシュ
間隔

NPP : z軸方向の計算結果のラインプリンタ出力メッシュ間隔.

2. DELT, TMAX FORMAT(6E12.5)

DELT : 初期の時間メッシュ巾

TMAX : 計算打切の時間

3 (VNB(K), K=1, KRIGON+1) FORMAT(6E12.5)

第K-1領域と第K領域の境界位置

$VNB(1) = 0.0, \dots, VNB(KRIGON+1) = \text{外挿境界}$

4 ((DO(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

定常時の第L群第K領域の拡散係数

5 ((SGMAO(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

同じく吸収断面積

6 ((SGMFO(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

同じく核分裂断面積と1核分裂当りの中性子発生数の積

7 (SGMSO(K,LL,L), K=1, KRIGON) FORMAT(6E12.5)

$\begin{smallmatrix} LL \\ \backslash \\ L \end{smallmatrix}$	1	2	...	NG
1				
2				
...				
NG				

第K領域の第LL群から第L群への散乱断面積

左図の矢印の順に(L, LL)の組合せを用意する。

8. ((BKLT(K,L), K=1, KRIGON), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

第L群第K領域の縦方向彎曲

9. (VG(L), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

第L群の中性子速度 (cm/sec)

10. (XP(L), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

第L群の即発中性子スペクトル

11 (DLMD(I), I=1, NDN) FORMAT(6E12.5)

第I組遅発中性子先行核の崩壊常数

12 (BETA(I), I=1, NDN) FORMAT(6E12.5)

第I組遅発中性子の生成割合

13. ((XD(I,L), I=1, NDN), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

第I組遅発中性子の第L群スペクトル

14. ((QL(M,L), M=1, MDST), L=1, NG) FORMAT(6E12.5)

第L群定常中性子束の第Mヘルムホルツモード係数

15 PC, DR, VFC, T0, PX, CL, G0, PDEC, C1, C2, C3, DF, CF, RC,
LP, AR, KF, HST, CG FORMAT(6E12.5)

PC : 核分裂数から発生熱への換算係数

DR : 燃料ピンの直径

- VFC : 冷却枝の体積比
- T0 : 入口冷却枝温度
- PX : 出口圧力
- CL : 冷却枝比熱 (液相)
- G0 : 定常時の冷却枝流量率
- PDEC : ポンプ故障時の減衰時定数
- C1, C2, C3 : 冷却枝のヌセルト数計算式における定数 c_1, c_2, c_3
- DF : 燃料密度
- CF : 燃料比熱
- RC : 被覆およびボンド, ギャップの等価熱抵抗
- LP : 冷却系外部配管の長さ
- AR : 冷却系配管の平均断面積
- KF : 燃料の熱伝導度
- HST : 冷却枝の過熱度
- CG : 冷却枝の比熱 (気相)

(3) 出力データ例

第4章5のBの場合の出力脱走計算の結果の出力データの一例を以下に示す。

*** LIST OF INPUT DATA ***

NG	NDN	KRIGON	MDST	MODE	NPZ	NPZ1	N5	NPO	NPP	NS	ND
4	1	7	16	3	80	81	3	5	1	12	15

DELT	TMAX	DELR	DELZ	EXTB	TBETA
0.20000E-02	0.10000E 02	0.10583E 00	0.20000E 01	0.16000E 03	0.42000E-02

INTERNAL REGION BOUNDARY (VNB) 0.0 40,000 60,000 78,000 82,000 100,000 120,000 160,000

MESH POINT (Z)

0.0	2,000	4,000	6,000	8,000	10,000	12,000	14,000	16,000	18,000
20,000	22,000	24,000	26,000	28,000	30,000	32,000	34,000	36,000	38,000
40,000	42,000	44,000	46,000	48,000	50,000	52,000	54,000	56,000	58,000
60,000	62,000	64,000	66,000	68,000	70,000	72,000	74,000	76,000	78,000
80,000	82,000	84,000	86,000	88,000	90,000	92,000	94,000	96,000	98,000
100,000	102,000	104,000	106,000	108,000	110,000	112,000	114,000	116,000	118,000
120,000	122,000	124,000	126,000	128,000	130,000	132,000	134,000	136,000	138,000
140,000	142,000	144,000	146,000	148,000	150,000	152,000	154,000	156,000	158,000
160,000									

NEUTRON KINETIC DATA

ENERGY GROUP (1)

K	1	2	3	4	5	6	7
DO	2.6786E 00	2.9147E 00	2.9146E 00	2.9146E 00	2.9146E 00	2.9147E 00	2.6786E 00
SGMA0	9.2000E-03	1.1630E-02	1.1630E-02	1.1630E-02	1.1630E-02	1.1630E-02	9.2000E-03
SGHFO	2.4290E-02	3.3600E-02	3.3600E-02	3.3600E-02	3.3600E-02	3.3600E-02	2.4290E-02
BKLT	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03
SGMS0(1) TO (2)	6.0220E-02	5.1530E-02	5.1530E-02	5.1530E-02	5.1530E-02	5.1530E-02	6.0220E-02
SGMS0(1) TO (3)	4.1100E-03	3.2000E-03	3.2000E-03	3.2000E-03	3.2000E-03	3.2000E-03	4.1100E-03
SGMS0(1) TO (4)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
XP		0.288					
VG		0.26635E 10					

ENERGY GROUP (2)

K	1	2	3	4	5	6	7
DO	1.5676E 00	1.8345E 00	1.8385E 00	1.8385E 00	1.8385E 00	1.8345E 00	1.5676E 00
SGMA0	2.8400E-03	7.0100E-03	7.0400E-03	7.0400E-03	7.0400E-03	7.0100E-03	2.8400E-03
SGMFO	2.0100E-03	1.4788E-02	1.4858E-02	1.4858E-02	1.4858E-02	1.4788E-02	2.0100E-02
BKLT	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03
SGMS0(2) TO (3)	1.4430E-02	1.0030E-02	9.8700E-03	9.8700E-03	9.8700E-03	1.0030E-02	1.4430E-02
SGMS0(2) TO (4)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
XP		0.674					
VG		0.10242E 10					

ENERGY GROUP (3)

K	1	2	3	4	5	6	7
DO	9.2828E-01	1.1014E 00	1.1104E 00	1.1104E 00	1.1104E 00	1.1014E 00	9.2828E-01
SGMA0	6.9000E-03	1.0530E-02	1.0300E-02	1.0300E-02	1.0300E-02	1.0530E-02	6.9000E-03
SGMFO	6.2000E-04	1.4730E-02	1.4570E-02	1.4570E-02	1.4570E-02	1.4730E-02	6.2000E-04
BKLT	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03
SGMS0(3) TO (4)	9.1000E-04	3.7000E-04	3.1000E-04	3.1000E-04	3.1000E-04	3.7000E-04	9.1000E-04
XP		0.038					
VG		0.28587E 09					

ENERGY GROUP (4)

K	1	2	3	4	5	6	7
DO	7.5275E-01	7.0594E-01	7.0672E-01	7.0672E-01	7.0672E-01	7.0594E-01	7.5275E-01
SGMA0	3.2980E-02	6.1150E-02	5.9800E-02	5.9800E-02	5.9800E-02	6.1150E-02	3.2980E-02
SGMFO	3.2500E-03	6.2530E-02	6.0890E-02	6.0890E-02	6.0890E-02	6.2530E-02	3.2500E-03
BKLT	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03	3.6144E-03
XP		0.0					
VG		0.31755E 03					

DELAYED NEUTRON DATA

	1	1
DLND	8.0000E-02	
BETA	4.2000E-03	

XD	L/1	1
	1	0.0
	2	1.00000E 00
	3	0.0
	4	0.0

STEADY STATE FLUX (QL)

L=1				
1.0304E-01 0.0	4.1610E-02 0.0	2.6754E-03 0.0	6.1256E-03 0.0	1.7535E-03 0.0
2.0213E-03 0.0	9.1708E-04 0.0	8.5763E-04 0.0		

L= 2				
1.0000E 00 0.0	-3.4926E-01 0.0	-2.3328E-02 0.0	3.3947E-02 0.0	1.1754E-02 0.0
-7.9652E-03 0.0	-5.5194E-03 0.0	2.5489E-03 0.0		

L= 3				
7.8969E-01 0.0	-1.6834E-01 0.0	-1.1839E-02 0.0	-5.8164E-03 0.0	8.3240E-04 0.0
4.9233E-03 0.0	4.2263E-04 0.0	-2.6031E-03 0.0		

$5.7847E-03$	0.0	$1.9203E-03$	0.0	$3.1609E-04$	0.0	$1.0420E-03$	0.0	$4.8451E-04$	0.0
$4.1821E-04$	0.0	$3.4063E-04$	0.0	$2.3190E-04$	0.0				

THERMO-HYDRO DYNAMIC DATA

PC	DR	VFC	TO	PX	CL	HST	GO	PDEC
0'60000E 05	0'63500E 00	0'50000E 00	0'40000E 03	0'20000E 01	0'30840E 00	0'0	0'40000E 03	0'0
C1	C2	C3	DF	CF	KF	RC	LP	AR
0.62500E 00	0.40000E 00	0.0	0.11500E 02	0.72870E-01	0.78000E-02	0.50000E 01	0.0	0.0
CG								
0.21500E 00								

INITIAL CONDITION

NEUTRON FLUX DISTRIBUTION

GROUP (1.)

[illegible]

GROUP (2)

0.0	2.5994E-04	5.5473E-04	9.1614E-04	1.3698E-03	1.9327E-03	2.6118E-03	3.4069E-03	4.3162E-03	5.3479E-03
6.5330E-03	7.9381E-03	9.6726E-03	1.1835E-02	1.4750E-02	1.8439E-02	2.3087E-02	2.8761E-02	3.5432E-02	4.2967E-02
5.1140E-02	5.9663E-02	6.8226E-02	7.6550E-02	8.4424E-02	9.1730E-02	9.8441E-02	1.0461E-01	1.1032E-01	1.1566E-01
1.2069E-01	1.2541E-01	1.2978E-01	1.3372E-01	1.3714E-01	1.3997E-01	1.4220E-01	1.4383E-01	1.4493E-01	1.4555E-01
1.4575E-01	1.4555E-01	1.4493E-01	1.4383E-01	1.4220E-01	1.3997E-01	1.3714E-01	1.3372E-01	1.2978E-01	1.2541E-01
1.2069E-01	1.1566E-01	1.1032E-01	1.0461E-01	9.8441E-02	9.1730E-02	8.4424E-02	7.6550E-02	6.8226E-02	5.9663E-02
5.1140E-02	4.2967E-02	3.5432E-02	2.8761E-02	2.3087E-02	1.8439E-02	1.4750E-02	1.1835E-02	9.6726E-03	7.9381E-03
6.5330E-03	5.3479E-03	4.3162E-03	3.4069E-03	2.6118E-03	1.9327E-03	1.3698E-03	9.1615E-04	5.5473E-04	2.5995E-04
2.4876E-10									

GROUP (3)

[illegible]

GROUP (4)

0.0	3.0928E-05	6.2409E-05	9.4777E-05	1.2811E-04	1.6242E-04	1.9808E-04	2.3615E-04	2.7857E-04	3.2784E-04	3.8619E-04	4.5451E-04	5.3120E-04	6.1155E-04	6.8791E-04	7.5076E-04	7.9068E-04	8.0064E-04	7.7805E-04	7.2591E-04	6.5268E-04	5.7077E-04	4.9389E-04	4.3405E-04	3.9889E-04	3.9017E-04	4.0375E-04	4.3111E-04	4.6193E-04	4.8702E-04	5.0067E-04	5.0188E-04	4.9403E-04	4.8329E-04	4.7626E-04	4.7762E-04	4.8859E-04	5.0658E-04	5.2624E-04	5.4133E-04	5.4698E-04	5.4133E-04	5.2624E-04	5.0658E-04	4.8859E-04	4.7762E-04	4.7626E-04	4.8329E-04	4.9403E-04	5.0188E-04	5.0067E-04	4.8702E-04	4.6193E-04	4.3111E-04	4.0375E-04	3.9017E-04	3.9889E-04	4.3405E-04	4.9389E-04	5.7077E-04	6.5268E-04	7.2591E-04	7.7805E-04	8.0064E-04	7.9068E-04	7.5076E-04	6.8791E-04	6.1155E-04	5.3120E-04	4.5451E-04	3.8619E-04	3.2784E-04	2.7857E-04	2.3615E-04	1.9808E-04	1.6242E-04	1.2811E-04	9.4777E-05	6.2409E-05	3.0928E-05	9.1053E-12
-----	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------

HEIGHT	POWER	COOLANT TEMP.	COOLANT PRESS.	COOLANT DENS.	CLAD TEMP.	FUEL TEMP. (CENTER)
0.0	0.0	0.40000E 03	0.25802E 01	0.85572E 00	0.40000E 03	0.40000E 03
2.000	0.86199E 01	0.40000E 03	0.25731E 01	0.85572E 00	0.40001E 03	0.40054E 03
4.000	0.17712E 00	0.40000E 03	0.25659E 01	0.85572E 00	0.40002E 03	0.40111E 03
6.000	0.27885E 00	0.40001E 03	0.25587E 01	0.85572E 00	0.40003E 03	0.40175E 03
8.000	0.39927E 00	0.40001E 03	0.25515E 01	0.85572E 00	0.40004E 03	0.40251E 03
10.000	0.54688E 00	0.40002E 03	0.25443E 01	0.85572E 00	0.40006E 03	0.40344E 03
12.000	0.72870E 00	0.40003E 03	0.25371E 01	0.85571E 00	0.40009E 03	0.40459E 03
14.000	0.94817E 00	0.40004E 03	0.25299E 01	0.85571E 00	0.40012E 03	0.40598E 03
16.000	0.12046E 01	0.40006E 03	0.25227E 01	0.85571E 00	0.40016E 03	0.40760E 03
18.000	0.14253E 01	0.40008E 03	0.25155E 01	0.85570E 00	0.40021E 03	0.40944E 03
20.000	0.18207E 01	0.40011E 03	0.25083E 01	0.85569E 00	0.40026E 03	0.41151E 03
22.000	0.21909E 01	0.40014E 03	0.25011E 01	0.85569E 00	0.40032E 03	0.41386E 03
24.000	0.26319E 01	0.40018E 03	0.24939E 01	0.85568E 00	0.40040E 03	0.41666E 03
26.000	0.31889E 01	0.40023E 03	0.24867E 01	0.85567E 00	0.40049E 03	0.42019E 03
28.000	0.39241E 01	0.40029E 03	0.24795E 01	0.85565E 00	0.40061E 03	0.42485E 03
30.000	0.49078E 01	0.40036E 03	0.24723E 01	0.85563E 00	0.40076E 03	0.43108E 03
32.000	0.62053E 01	0.40045E 03	0.24651E 01	0.85561E 00	0.40096E 03	0.43930E 03
34.000	0.78608E 01	0.40056E 03	0.24579E 01	0.85559E 00	0.40121E 03	0.44978E 03
36.000	0.93836E 01	0.40071E 03	0.24507E 01	0.85555E 00	0.40152E 03	0.46258E 03
38.000	0.12240E 02	0.40089E 03	0.24435E 01	0.85551E 00	0.40189E 03	0.47751E 03
40.000	0.14854E 02	0.40110E 03	0.24363E 01	0.85546E 00	0.40232E 03	0.49410E 03
42.000	0.11502E 03	0.40216E 03	0.24291E 01	0.85520E 00	0.41159E 03	0.11223E 04
44.000	0.12785E 03	0.40413E 03	0.24218E 01	0.85473E 00	0.41462E 03	0.12046E 04
46.000	0.14046E 03	0.40630E 03	0.24145E 01	0.85421E 00	0.41784E 03	0.12857E 04
48.000	0.15265E 03	0.40868E 03	0.24072E 01	0.85364E 00	0.42122E 03	0.13644E 04
50.000	0.16431E 03	0.41125E 03	0.23999E 01	0.85303E 00	0.42477E 03	0.14400E 04
52.000	0.17535E 03	0.41400E 03	0.23925E 01	0.85237E 00	0.42845E 03	0.15119E 04
54.000	0.18578E 03	0.41693E 03	0.23852E 01	0.85167E 00	0.43225E 03	0.15801E 04
56.000	0.19560E 03	0.42002E 03	0.23779E 01	0.85093E 00	0.43617E 03	0.16447E 04
58.000	0.20483E 03	0.42327E 03	0.23705E 01	0.85015E 00	0.44020E 03	0.17058E 04
60.000	0.21345E 03	0.42666E 03	0.23632E 01	0.84934E 00	0.44433E 03	0.17632E 04
62.000	0.22103E 03	0.43018E 03	0.23558E 01	0.84850E 00	0.44851E 03	0.18142E 04
64.000	0.22832E 03	0.43382E 03	0.23484E 01	0.84763E 00	0.45278E 03	0.18635E 04
66.000	0.23485E 03	0.43758E 03	0.23411E 01	0.84673E 00	0.45711E 03	0.19082E 04
68.000	0.24054E 03	0.44143E 03	0.23337E 01	0.84581E 00	0.46147E 03	0.19477E 04
70.000	0.24535E 03	0.44537E 03	0.23263E 01	0.84487E 00	0.46584E 03	0.19818E 04
72.000	0.24924E 03	0.44938E 03	0.23190E 01	0.84391E 00	0.47021E 03	0.20102E 04
74.000	0.25222E 03	0.45344E 03	0.23116E 01	0.84294E 00	0.47456E 03	0.20329E 04
76.000	0.25430E 03	0.45755E 03	0.23042E 01	0.84195E 00	0.47888E 03	0.20502E 04
78.000	0.25554E 03	0.46168E 03	0.22968E 01	0.84097E 00	0.48316E 03	0.20621E 04
80.000	0.25595E 03	0.46583E 03	0.22894E 01	0.83997E 00	0.48737E 03	0.20688E 04
82.000	0.25554E 03	0.46997E 03	0.22821E 01	0.83898E 00	0.49153E 03	0.20704E 04
84.000	0.25430E 03	0.47411E 03	0.22747E 01	0.83799E 00	0.49559E 03	0.20669E 04
86.000	0.25222E 03	0.47821E 03	0.22673E 01	0.83701E 00	0.49956E 03	0.20579E 04
88.000	0.24924E 03	0.48228E 03	0.22600E 01	0.83604E 00	0.50341E 03	0.20434E 04
90.000	0.24535E 03	0.48629E 03	0.22526E 01	0.83508E 00	0.50713E 03	0.20231E 04

92.000	0.24054E 03	0.49023E 03	0.22452E 01	0.83414E 00	0.51069E 03	0.19969E 04
94.000	0.23485E 03	0.49408E 03	0.22379E 01	0.83322E 00	0.51409E 03	0.19652E 04
96.000	0.22832E 03	0.49783E 03	0.22305E 01	0.83232E 00	0.51732E 03	0.19281E 04
98.000	0.22103E 03	0.50148E 03	0.22232E 01	0.83145E 00	0.52037E 03	0.18861E 04
100.000	0.21306E 03	0.50500E 03	0.22159E 01	0.83060E 00	0.52324E 03	0.18396E 04
102.000	0.20483E 03	0.50838E 03	0.22085E 01	0.82979E 00	0.52595E 03	0.17915E 04
104.000	0.19560E 03	0.51163E 03	0.22012E 01	0.82902E 00	0.52843E 03	0.17370E 04
106.000	0.18578E 03	0.51472E 03	0.21939E 01	0.82828E 00	0.53070E 03	0.16786E 04
108.000	0.17535E 03	0.51765E 03	0.21866E 01	0.82758E 00	0.53275E 03	0.16162E 04
110.000	0.16431E 03	0.52040E 03	0.21793E 01	0.82692E 00	0.53457E 03	0.15498E 04
112.000	0.15265E 03	0.52297E 03	0.21720E 01	0.82631E 00	0.53615E 03	0.14794E 04
114.000	0.14046E 03	0.52535E 03	0.21648E 01	0.82574E 00	0.53748E 03	0.14053E 04
116.000	0.12785E 03	0.52752E 03	0.21575E 01	0.82522E 00	0.53858E 03	0.13285E 04
118.000	0.11502E 03	0.52949E 03	0.21503E 01	0.82475E 00	0.53945E 03	0.12502E 04
120.000	0.10223E 03	0.53125E 03	0.21430E 01	0.82432E 00	0.54011E 03	0.11718E 04
122.000	0.58876E 02	0.53256E 03	0.21358E 01	0.82401E 00	0.53766E 03	0.90144E 03
124.000	0.48341E 02	0.53343E 03	0.21286E 01	0.82330E 00	0.53762E 03	0.83631E 03
126.000	0.39078E 02	0.53414E 03	0.21215E 01	0.82363E 00	0.53753E 03	0.77898E 03
128.000	0.31264E 02	0.53471E 03	0.21143E 01	0.82350E 00	0.53742E 03	0.73059E 03
130.000	0.24921E 02	0.53516E 03	0.21071E 01	0.82339E 00	0.53733E 03	0.69130E 03
132.000	0.19934E 02	0.53553E 03	0.21000E 01	0.82330E 00	0.53726E 03	0.66042E 03
134.000	0.16089E 02	0.53582E 03	0.20928E 01	0.82323E 00	0.53721E 03	0.63663E 03
136.000	0.13131E 02	0.53605E 03	0.20857E 01	0.82318E 00	0.53719E 03	0.61832E 03
138.000	0.10807E 02	0.53625E 03	0.20785E 01	0.82313E 00	0.53719E 03	0.60396E 03
140.000	0.89116E 01	0.53641E 03	0.20714E 01	0.82309E 00	0.53718E 03	0.59224E 03
142.000	0.72999E 01	0.53654E 03	0.20642E 01	0.82306E 00	0.53717E 03	0.58228E 03
144.000	0.58894E 01	0.53665E 03	0.20571E 01	0.82303E 00	0.53716E 03	0.57355E 03
146.000	0.46460E 01	0.53673E 03	0.20500E 01	0.82301E 00	0.53714E 03	0.56534E 03
148.000	0.35636E 01	0.53680E 03	0.20428E 01	0.82300E 00	0.53711E 03	0.55913E 03
150.000	0.26446E 01	0.53685E 03	0.20357E 01	0.82299E 00	0.53708E 03	0.55342E 03
152.000	0.18861E 01	0.53689E 03	0.20285E 01	0.82298E 00	0.53705E 03	0.54870E 03
154.000	0.12732E 01	0.53691E 03	0.20214E 01	0.82297E 00	0.53702E 03	0.54489E 03
156.000	0.77923E 00	0.53692E 03	0.20143E 01	0.82297E 00	0.53700E 03	0.54181E 03
158.000	0.36835E 00	0.53694E 03	0.20071E 01	0.82296E 00	0.53697E 03	0.53925E 03
160.000	0.31227E 00	0.53694E 03	0.20000E 01	0.82296E 00	0.53694E 03	0.53694E 03

OMEGA D EIGENVALUES

(-0.20645E 09, 0.0)
 (-0.22561E 09, 0.0)
 (-0.13136E 08, 0.0)
 (-0.22085E 08, 0.0)
 (-0.10635E 08, 0.0)
 (-0.26837E 08, 0.0)
 (-0.19197E 07, 0.0)
 (-0.15943E 07, 0.0)
 (-0.32871E 07, 0.0)
 (-0.58928E 05, 0.0)
 (-0.96851E 06, 0.0)
 (-0.19729E 01, 0.0)
 (-0.16835E 03, 0.0)
 (-0.77562E -01, 0.0)
 (-0.79718E -01, 0.0)

MAX.OMEGA D 0.19729E 01

NN= 2

ICOUNT= 5 TIME= 1.48831997E-02 DELT= 4.14720E-03

PRESSURE= 0.59998E 03 AVE.MASS-FLOW= 0.39999E 03

Z	POWER	COOL. TEMP.	PRESSURE	QUALITY	MASS-FLOW	VOID FRACT.	COOL. DENS.	CLAD TEMP.	FUEL TEMP.
0.0	0.0	0.40000E 03	0.25802E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85572E 00	0.40000E 03	0.40000E 03
0.20000E 01	0.74455E -01	0.40000E 03	0.25731E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85572E 00	0.40001E 03	0.40054E 03
0.40000E 01	0.15410E 00	0.40000E 03	0.25659E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85572E 00	0.40002E 03	0.40111E 03
0.60000E 01	0.24555E 00	0.40001E 03	0.25587E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85572E 00	0.40003E 03	0.40174E 03
0.80000E 01	0.35722E 00	0.40001E 03	0.25515E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85572E 00	0.40005E 03	0.40250E 03
0.10000E 02	0.49820E 00	0.40002E 03	0.25443E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85571E 00	0.40007E 03	0.40342E 03
0.12000E 02	0.67599E 00	0.40003E 03	0.25371E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85571E 00	0.40009E 03	0.40457E 03
0.14000E 02	0.89441E 00	0.40005E 03	0.25299E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85571E 00	0.40013E 03	0.40595E 03
0.16000E 02	0.11529E 01	0.40007E 03	0.25227E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85570E 00	0.40017E 03	0.40756E 03
0.18000E 02	0.14490E 01	0.40009E 03	0.25156E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85570E 00	0.40021E 03	0.40939E 03
0.20000E 02	0.17832E 01	0.40012E 03	0.25084E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85569E 00	0.40027E 03	0.41144E 03
0.22000E 02	0.21659E 01	0.40015E 03	0.25012E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85568E 00	0.40033E 03	0.41373E 03
0.24000E 02	0.26242E 01	0.40019E 03	0.24940E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85567E 00	0.40041E 03	0.41657E 03
0.26000E 02	0.32048E 01	0.40024E 03	0.24868E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85566E 00	0.40050E 03	0.42008E 03
0.28000E 02	0.39717E 01	0.40030E 03	0.24796E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85565E 00	0.40062E 03	0.42472E 03
0.30000E 02	0.49975E 01	0.40038E 03	0.24724E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85563E 00	0.40078E 03	0.43091E 03
0.32000E 02	0.63495E 01	0.40047E 03	0.24652E 01	0.0	0.39986E 03	0.0	0.85561E 00	0.40098E 03	0.43908E 03
0.34000E 02	0.80732E 01	0.40060E 03	0.24580E 01	0.0	0.39987E 03	0.0	0.85558E 00	0.40124E 03	0.44950E 03
0.36000E 02	0.10173E 02	0.40075E 03	0.24508E 01	0.0	0.39987E 03	0.0	0.85554E 00	0.40156E 03	0.46224E 03
0.38000E 02	0.12629E 02	0.40094E 03	0.24436E 01	0.0	0.39987E 03	0.0	0.85550E 00	0.40194E 03	0.47709E 03
0.40000E 02	0.15347E 02	0.40117E 03	0.24364E 01	0.0	0.39987E 03	0.0	0.85544E 00	0.40239E 03	0.49359E 03
0.42000E 02	0.11883E 03	0.40297E 03	0.24291E 01	0.0	0.39989E 03	0.0	0.85530E 00	0.41243E 03	0.11183E 04
0.44000E 02	0.13226E 03	0.40492E 03	0.24218E 01	0.0	0.39991E 03	0.0	0.85454E 00	0.41539E 03	0.12002E 04
0.46000E 02	0.14542E 03	0.40703E 03	0.24145E 01	0.0	0.39992E 03	0.0	0.85404E 00	0.41853E 03	0.12809E 04

0.440000E 02	0.15815E 03	0.40933E 03	0.24072E 01	0.0	0.39994E 03	0.0	0.85349E 00	0.42186E 03	0.13592E 04
0.500000E 02	0.17002E 03	0.41183E 03	0.23999E 01	0.0	0.39996E 03	0.0	0.85289E 00	0.42536E 03	0.14345E 04
0.520000E 02	0.15106E 03	0.41453E 03	0.23925E 01	0.0	0.39997E 03	0.0	0.85224E 00	0.42902E 03	0.15059E 04
0.540000E 02	0.19276E 03	0.41741E 03	0.23852E 01	0.0	0.39998E 03	0.0	0.85156E 00	0.43281E 03	0.15737E 04
0.560000E 02	0.20302E 03	0.42047E 03	0.23778E 01	0.0	0.39999E 03	0.0	0.85082E 00	0.43673E 03	0.16380E 04
0.580000E 02	0.21266E 03	0.42369E 03	0.23705E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.85005E 00	0.44076E 03	0.16987E 04
0.600000E 02	0.22167E 03	0.42706E 03	0.23631E 01	0.0	0.40001E 03	0.0	0.84925E 00	0.44489E 03	0.17558E 04
0.620000E 02	0.22958E 03	0.43057E 03	0.23558E 01	0.0	0.40002E 03	0.0	0.84841E 00	0.44907E 03	0.18066E 04
0.640000E 02	0.23713E 03	0.43419E 03	0.23484E 01	0.0	0.40003E 03	0.0	0.84754E 00	0.45335E 03	0.18557E 04
0.660000E 02	0.24393E 03	0.43793E 03	0.23410E 01	0.0	0.40004E 03	0.0	0.84665E 00	0.45767E 03	0.19001E 04
0.680000E 02	0.24939E 03	0.44177E 03	0.23336E 01	0.0	0.40005E 03	0.0	0.84573E 00	0.46203E 03	0.19394E 04
0.700000E 02	0.25487E 03	0.44569E 03	0.23263E 01	0.0	0.40006E 03	0.0	0.84479E 00	0.46640E 03	0.19733E 04
0.720000E 02	0.25888E 03	0.44968E 03	0.23189E 01	0.0	0.40007E 03	0.0	0.84384E 00	0.47076E 03	0.20016E 04
0.740000E 02	0.26192E 03	0.45373E 03	0.23115E 01	0.0	0.40007E 03	0.0	0.84287E 00	0.47510E 03	0.20242E 04
0.760000E 02	0.26403E 03	0.45781E 03	0.23041E 01	0.0	0.40008E 03	0.0	0.84189E 00	0.47941E 03	0.20414E 04
0.780000E 02	0.26523E 03	0.46192E 03	0.22967E 01	0.0	0.40009E 03	0.0	0.84091E 00	0.48367E 03	0.20533E 04
0.800000E 02	0.26144E 03	0.46605E 03	0.22893E 01	0.0	0.40009E 03	0.0	0.83992E 00	0.48790E 03	0.20603E 04
0.820000E 02	0.26036E 03	0.47018E 03	0.22820E 01	0.0	0.40010E 03	0.0	0.83893E 00	0.49204E 03	0.20619E 04
0.840000E 02	0.26360E 03	0.47428E 03	0.22746E 01	0.0	0.40010E 03	0.0	0.83795E 00	0.49606E 03	0.20581E 04
0.860000E 02	0.26129E 03	0.47836E 03	0.22672E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.83698E 00	0.50001E 03	0.20492E 04
0.880000E 02	0.25804E 03	0.48240E 03	0.22598E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.83601E 00	0.50384E 03	0.20343E 04
0.900000E 02	0.25383E 03	0.48639E 03	0.22525E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.83506E 00	0.50753E 03	0.20146E 04
0.920000E 02	0.24866E 03	0.49030E 03	0.22451E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.83412E 00	0.51107E 03	0.19886E 04
0.940000E 02	0.24256E 03	0.49412E 03	0.22378E 01	0.0	0.40012E 03	0.0	0.83321E 00	0.51445E 03	0.19571E 04
0.960000E 02	0.23559E 03	0.49785E 03	0.22304E 01	0.0	0.40012E 03	0.0	0.83231E 00	0.51765E 03	0.19202E 04
0.980000E 02	0.22782E 03	0.50146E 03	0.22231E 01	0.0	0.40012E 03	0.0	0.83145E 00	0.52067E 03	0.18784E 04
0.100000E 03	0.21934E 03	0.50496E 03	0.22157E 01	0.0	0.40012E 03	0.0	0.83061E 00	0.52351E 03	0.18323E 04
0.102000E 03	0.21059E 03	0.50832E 03	0.22084E 01	0.0	0.40012E 03	0.0	0.82981E 00	0.52619E 03	0.17844E 04
0.104000E 03	0.20082E 03	0.51154E 03	0.22011E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.82904E 00	0.52864E 03	0.17302E 04
0.106000E 03	0.19044E 03	0.51461E 03	0.21938E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.82831E 00	0.53088E 03	0.16722E 04
0.108000E 03	0.17944E 03	0.51751E 03	0.21865E 01	0.0	0.40011E 03	0.0	0.82761E 00	0.53290E 03	0.16101E 04
0.110000E 03	0.16781E 03	0.52024E 03	0.21792E 01	0.0	0.40010E 03	0.0	0.82696E 00	0.53468E 03	0.15441E 04
0.112000E 03	0.15556E 03	0.52278E 03	0.21719E 01	0.0	0.40010E 03	0.0	0.82635E 00	0.53623E 03	0.14740E 04
0.114000E 03	0.14277E 03	0.52514E 03	0.21647E 01	0.0	0.40009E 03	0.0	0.82579E 00	0.53753E 03	0.14005E 04
0.116000E 03	0.12957E 03	0.52729E 03	0.21574E 01	0.0	0.40009E 03	0.0	0.82527E 00	0.53860E 03	0.13241E 04
0.118000E 03	0.11617E 03	0.52924E 03	0.21502E 01	0.0	0.40008E 03	0.0	0.82481E 00	0.53943E 03	0.12461E 04
0.120000E 03	0.10282E 03	0.53098E 03	0.21429E 01	0.0	0.40008E 03	0.0	0.82439E 00	0.54006E 03	0.11682E 04
0.122000E 03	0.58855E 02	0.53204E 03	0.21358E 01	0.0	0.40006E 03	0.0	0.82414E 00	0.53735E 03	0.89938E 03
0.124000E 03	0.47915E 02	0.53294E 03	0.21286E 01	0.0	0.40005E 03	0.0	0.82392E 00	0.53735E 03	0.83460E 03
0.126000E 03	0.38307E 02	0.53371E 03	0.21214E 01	0.0	0.40004E 03	0.0	0.82374E 00	0.53730E 03	0.77759E 03
0.128000E 03	0.30215E 02	0.53434E 03	0.21143E 01	0.0	0.40003E 03	0.0	0.82359E 00	0.53723E 03	0.72947E 03
0.130000E 03	0.23663E 02	0.53485E 03	0.21071E 01	0.0	0.40003E 03	0.0	0.82346E 00	0.53717E 03	0.69041E 03
0.132000E 03	0.18531E 02	0.53527E 03	0.20999E 01	0.0	0.40002E 03	0.0	0.82336E 00	0.53714E 03	0.65970E 03
0.134000E 03	0.14599E 02	0.53562E 03	0.20928E 01	0.0	0.40001E 03	0.0	0.82328E 00	0.53712E 03	0.63604E 03
0.136000E 03	0.11602E 02	0.53589E 03	0.20856E 01	0.0	0.40001E 03	0.0	0.82321E 00	0.53712E 03	0.61784E 03
0.138000E 03	0.92813E 01	0.53612E 03	0.20785E 01	0.0	0.40001E 03	0.0	0.82316E 00	0.53713E 03	0.60355E 03
0.140000E 03	0.74229E 01	0.53631E 03	0.20714E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82312E 00	0.53714E 03	0.59191E 03
0.142000E 03	0.58764E 01	0.53646E 03	0.20642E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82308E 00	0.53714E 03	0.58200E 03
0.144000E 03	0.45556E 01	0.53658E 03	0.20571E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82305E 00	0.53713E 03	0.57332E 03
0.146000E 03	0.34238E 01	0.53668E 03	0.20499E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82303E 00	0.53711E 03	0.56566E 03
0.148000E 03	0.24732E 01	0.53675E 03	0.20428E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82301E 00	0.53709E 03	0.55898E 03
0.150000E 03	0.17045E 01	0.53681E 03	0.20357E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82299E 00	0.53706E 03	0.55331E 03
0.152000E 03	0.11127E 01	0.53685E 03	0.20285E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82298E 00	0.53703E 03	0.54862E 03
0.154000E 03	0.68050E 00	0.53688E 03	0.20214E 01	0.0	0.40000E 03	0.0	0.82298E 00	0.53701E 03	0.54483E 03
0.156000E 03	0.37791E 00	0.53691E 03	0.20143E 01	0.0	0.39999E 03	0.0	0.82297E 00	0.53698E 03	0.54178E 03
0.158000E 03	0.16582E 00	0.53692E 03	0.20071E 01	0.0	0.39999E 03	0.0	0.82297E 00	0.53696E 03	0.53923E 03
0.160000E 03	0.02218E 00	0.53692E 03	0.20000E 01	0.0	0.39999E 03	0.0	0.82297E 00	0.53694E 03	0.53694E 03

